WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

BACHELORARBEIT

Charakterisierung von Photomultipliern mit hoher Quanteneffizienz vom Typ Hamamatsu R12199 HQE

Autor:
Markus DITTMER

Gutachter:
Prof. Dr. Alexander KAPPES
Dr. VOLKER HANNEN

Wissenschaftliche Arbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science

in der

AG Kappes
Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik

18. Oktober 2017

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung und Motivation **1**

2 Neutrinos **3**
2.1 Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie 3
2.2 Cherenkov-Strahlung 4

3 Einführung der Photomultiplier-Tube **5**
3.1 Grundlagen 5
3.2 Single-Photo-Electron-Spektrum 8
3.3 Quanteneffizienz 11
3.4 Dunkelrate und Dunkelstrom 11
3.5 Sammeleffizienz und Verstärkungsfaktor 13
3.6 Transit-Time-Spread 14
3.7 Afterpulsing und Hintergrundsignale 15

4 Charakterisierung **17**
4.1 Quanteneffizienz 18
4.2 Kalibrierung 22
4.3 Dunkelrate 27
4.4 Gain 30
4.5 Transit-Time-Spread 32
4.6 Afterpulsing 33
4.6.1 Frühes Afterpulsing 33
4.6.2 Spätes Afterpulsing 39

5 Zusammenfassung und Ausblick **43**

6 Anhang **45**

Literatur **51**

Danksagung **53**

Plagiatserklärung **55**

1 Einleitung und Motivation

Neutrinos stellen neben Photonen die zahlreichsten Teilchen im Universum dar und entstehen aus Quellen von radioaktiven Zerfällen bis hin zu Supernovae und kosmischen Jets der Akkretionsscheibe von schwarzen Löchern. Pro Sekunde durchqueren circa 70 Milliarden Neutrinos die Fläche eines Fingernagels und dennoch passieren sie Lebewesen ungehindert, wobei, selbst bei Durchgang der Erde, nur ein verschwindend geringer Bruchteil mit Materie interagiert. Während Teilchenphysiker ihre Eigenschaften und Physik über das Standardmodell hinaus erforschen, stellt sich heraus, dass Neutrinos Eigenschaften besitzen, die sie für die Untersuchung von dichten und weit entfernten Objekten prädestinierten. Neutrinos liefern Informationen über kosmische Ereignisse, welche mittels anderer Teilchen nicht übertragbar sind, da die Richtungsinformationen von Neutrinos auf ihrer Flugbahn zur Erde nicht über Wechselwirkungen verändert werden. Über hochenergetische Neutrinos können ihre kosmischen Quellen - über Rekonstruktion ihrer Flugbahn - lokalisiert werden. Nicht zuletzt können sie Aufschluss über bis dato unerklärte Phänomene wie Dunkle Materie geben.

Diese Entdeckungen erschweren jedoch ihre Detektion: Um die verborgenen Botschaften der Neutrinos zu entziffern, bedarf es der weltgrößten Detektoren. Das *IceCube*-Neutrino-Observatorium mit einem Volumen von $1\,\mathrm{km}^3$ befindet sich in einer Tiefe von $1450\,\mathrm{m}$-$2450\,\mathrm{m}$ im Antarktischen Eis und wurde April 2011 vollständig in Betrieb genommen. Hierzu werden 5160 Photosensoren (die sogenannten *DOM*s – Digital Optical Module) eingesetzt, so dass Cherenkov-Strahlung, die aus Sekundär-Teilchen aus Neutrino-Wechselwirkungen emittiert wird, von kosmischen Neutrinos detektiert wird [1]. Seitdem wurden über 80 hochenergetische Neutrinos mit Energien in Größenordnungen von $100\,\mathrm{TeV} - \mathrm{PeV}$ detektiert, wobei drei Ereignisse -*Ernie* ($1\,\mathrm{PeV}$), *Bert* ($1{,}1\,\mathrm{PeV}$) und *Big Bird* ($2{,}2\,\mathrm{PeV}$)- enorme Energien im PeV-Bereich aufweisen [2]. Mit Energien dieser Größenordnung heben diese sich deutlich vom atmosphärischen Neutrino-Untergrund ab und deuten auf immense kosmische Prozesse hin. Ein Vergleich zu dem Large-Hadron-Collider (*LHC*) demonstriert die Größenordnung: Dieser bewerkstelligt die größten terrestrisch erzeugten Energien von bis zu $2{,}76\,\mathrm{TeV}$ pro Nukleon[1].
Zur Erhöhung der Wahrscheinlichkeit einer Detektion, um aus einer höheren Statistik eine kosmische Quelle für hochenergetische Neutrinos zu lokalisieren, muss das Detektorsystem optimiert und vergrößert werden: Das Projekt unter dem Namen *IceCube-Gen2* erweitert das Detektorvolumen auf $5\,\mathrm{km}^3$ bis $10\,\mathrm{km}^3$ und strebt Optimierungen bspw. durch das verbesserte optische Modul *mDOM* (multi-PMT Digital Optical Module) an [3]. Mit etwa 10000 Modulen mit jeweils 24 Photomultipliern soll der *IceCube-Gen2* an die Erfolge von IceCube anknüpfen.

Ziel dieser Arbeit ist es, zwei Photomultiplier-Tubes des Typs Hamamatsu R12199 HQEHA zu charakterisieren. Da die optischen Module verbessert werden, gilt es ebenso Photomultiplier-Tubes mit höherer Sensitivität einzusetzen. Mit einer vergleichbar hohen Quanteneffizienz zu anderen Photomultiplier-Tubes zeichnet sich die zu untersuchende Art von Photomultiplier als relevanter Aspirant für die Neutrino-Detektion aus, wodurch der Prototyp mDOM

[1] Genauere Informationen sind aufrufbar unter: `http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=lhc` (zuletzt aufgerufen am 27.09.2017).

weiterhin optimiert werden kann.

Die Arbeit gliedert sich daher in einen ersten Teil, der die Schwierigkeiten und die Prinzipien der Detektion von Neutrinos erläutert - sowie grundsätzliche Wechselwirkungen beschreibt (2), führt im Anschluss die Photomultiplier-Tube ein (3) und charakterisiert anhand dessen wesentliche Kenngrößen (4). Schließlich werden die Ergebnisse in einem Fazit zusammengefasst, diskutiert und ein möglicher Ausblick formuliert (5).

2 Neutrinos

Die Detektion von Neutrinos wird durch zwei Faktoren erschwert. Zum einen liegt dies an ihrem geringen Wirkungsquerschnitt: Ein Neutrino aus Fusionsreaktionen der Sonne mit etwa $1\,\mathrm{MeV}$ erzielt nach Durchgang von 30 Lichtjahren Eisen im Durchschnitt eine Wechselwirkung mit Atomkernen [4]. Zwar steigt der Wirkungsquerschnitt zu höheren Energien, aber der Neutrino-Zustrom der Quelle, d.h. die Verfügbarkeit dieser Teilchen, nimmt ab [5].
Weitergehend interagieren Neutrinos ausschließlich über die geringreichweitige, schwache Wechselwirkung und Gravitation. Neutrinos sind Leptonen und können, aufgrund ihrer geringen Masse und neutralen Ladung, Atomkerne größtenteils unbeschwert durchqueren. Inwiefern Neutrinos mit Materie wechselwirken und schlussendlich detektiert werden können, wird in diesem Kapitel erläutert.

2.1 Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie

Neutrinos entstehen aus diversen Quellen, welche sich in den Größenordnungen ihrer jeweiligen Energien stark unterscheiden. Neutrinos, die super-massiven schwarzen Löchern oder aktiven Galaxiezentren entstammen, weisen die höchsten Energien ($\mathrm{TeV} - \mathrm{EeV}$) auf, welche von Interesse für die hochenergetische Neutrino-Astronomie sind; in diesen Energiebereichen sind Wechselwirkungen an Atomkernen tiefinelestische Streuungen. Neutrinos werden über Sekundärteilchen aus schwachen Wechselwirkungsreaktionen *indirekt* detektiert, wobei Gravitation als schwächste Wechselwirkung vernachlässigbar ist. Neutrinos treten in sogenannten *Sorten* (flavors) auf, wobei unter Elektron-Neutrinos (ν_e), Myon-Neutrinos (ν_μ), und Tau-Neutrinos (ν_τ) unterschieden wird. Austauschteilchen schwacher Wechselwirkungen sind geladene (W^+, W^-) oder neutrale (Z^0) Bosonen, wodurch schwache Wechselwirkungen zwischen **geladenem Strom** oder **neutralem Strom** unterschieden werden. Die jeweiligen Wechselwirkungen lassen sich wie folgt ausdrücken:

$$\begin{aligned} \nu_l + N &\rightarrow \nu_l + X \qquad \text{für neutrale Ströme,} \\ \nu_l + N &\rightarrow l + X \qquad \text{für geladene Ströme.} \end{aligned} \tag{2.1.1}$$

In Gleichung (2.1.1) bezeichnet ν_l ein (Anti-)Neutrino, mit jeweilige Sorte $l = e, \mu, \tau$, und N ein Proton oder Neutron mit dem das Neutrino interagiert. Dies hat einen Energieübertrag des Neutrinos auf die resultierenden Sekundärteilchen zur Folge. Auf der rechten Seite der Reaktionsgleichung entsteht für geladenen Strom ein jeweilig geladenes Lepton l (Elektron, Myon, oder Tau) mit Geschwindigkeiten proportional zur Energie des Neutrinos und Hadronen X. Bei neutralem Strom entsteht außer dem Neutrino kein weiteres Lepton aus der Wechselwirkung, wobei, durch die enorme Energie der Hadronen, Teilchenschauer entstehen, verursacht durch die kurze mittlere Weglänge der Hadronen. Da sich der Detektor in einem transparenten Medium befindet, senden die hochenergetischen Sekundärteilchen Cherenkov-Strahlung aus, dessen Licht von PMTs registriert werden kann [3, 6].

2.2 Cherenkov-Strahlung

Nach Einstein ist es unmöglich, dass sich Teilchen schneller als mit Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 bewegen. Propagieren Lichtwellen in dielektrischen Medien mit einem Brechungsindex $n > 1$, so wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht im Medium auf $c_n = \frac{c_0}{n}$ begrenzt. Teilchen können jedoch Geschwindigkeit $v > c_n$ erreichen, wie es für die, in Gleichung (2.1.1) beschrieben, geladenen Leptonen (resultierend aus hochenergetischen Neutrino-Wechselwirkungen) der Fall ist. Diese bewegen sich somit, innerhalb des jeweiligen Mediums, mit Überlichtgeschwindigkeit, wodurch **Cherenkov-Strahlung** entsteht.

Hierbei entsteht die Strahlung nicht direkt aus dem Teilchen, sondern durch induzierte elektrische Dipole, die sich mit dem Teilchen bewegen. Für gewöhnlich ist ihre Polarisation symmetrisch, was bedeutet, dass die, aus den sich bewegenden Dipolen, emittierte Strahlung destruktiv interferiert. Die Polarisation erfolgt jedoch mit der Lichtgeschwindigkeit, welche durch das Medium auf c_n begrenzt ist. Bei überlichtschnellen Teilchen kann die Polarisation dem Teilchen aufgrund einer geringeren Geschwindigkeit nicht folgen [5]. Die Strecke, die das Teilchen zurücklegt, ist $\Delta x = \beta c_0 t = vt$ (mit $\beta = \frac{v}{c_0}$), wobei eine Polarisationswelle, die bei $t = 0$ ausgesendet wird, die Strecke $c_n t$ durchläuft. Die Cherenkov-Strahlung wird somit in einem Winkel von

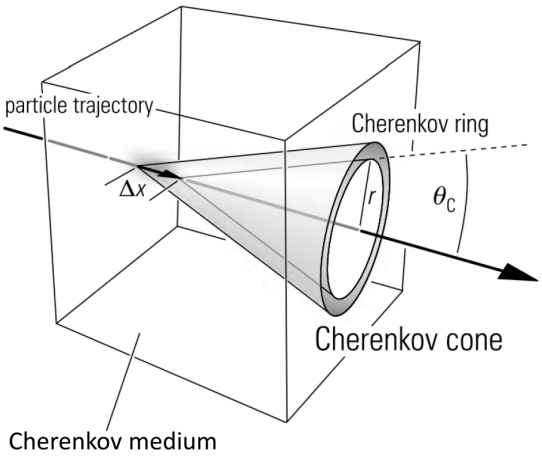


ABBILDUNG 2.2.1: Cherenkov-Ring entlang der Flugbahn eines geladenen, überlichtschnellen Teilchens in einem Medium. Entnommen aus [5].

$$\theta_\mathrm{C} = \arccos\left(\frac{c_0}{nv}\right)$$

relativ zur Teilchentrajektorie emittiert. Mit einer Teilchen-Geschwindigkeit des geladenen Teilchen nahe der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 und einem Brechungsindex $n_\mathrm{Eis} = 1{,}3$ resultiert ein Winkel von $40°$ [6]. Diese Ausbreitung findet symmetrisch um die Bewegungsrichtung statt, so dass ein Cherenkov-Kegel entsteht, der in Abb. 2.2.1 skizziert ist und ansatzweise mit einem Überschall-Kegel vergleichbar ist. Diese Cherenkov-Strahlung werden von IceCube mittels PMT-Modulen detektiert, wobei die Ankunftszeit und Anzahl von Photonen gemessen werden. Aus diesen Informationen wird die Trajektorie und Energie des Neutrinos rekonstruiert.

3 Einführung der Photomultiplier-Tube

3.1 Grundlagen

Photomultiplier-Tubes (**PMTs**) sind außerordentlich empfindliche Messgeräte, da sie die Eigenschaft besitzen, einzelne Photonen nachzuweisen. Die Funktionsweise eines PMTs basiert auf dem Photoelektrischen Effekt, wodurch Photonen in Elektronen umgewandelt werden. Ein schematischer Aufbau eines PMTs ist in Abb. 3.1.1 gezeigt:

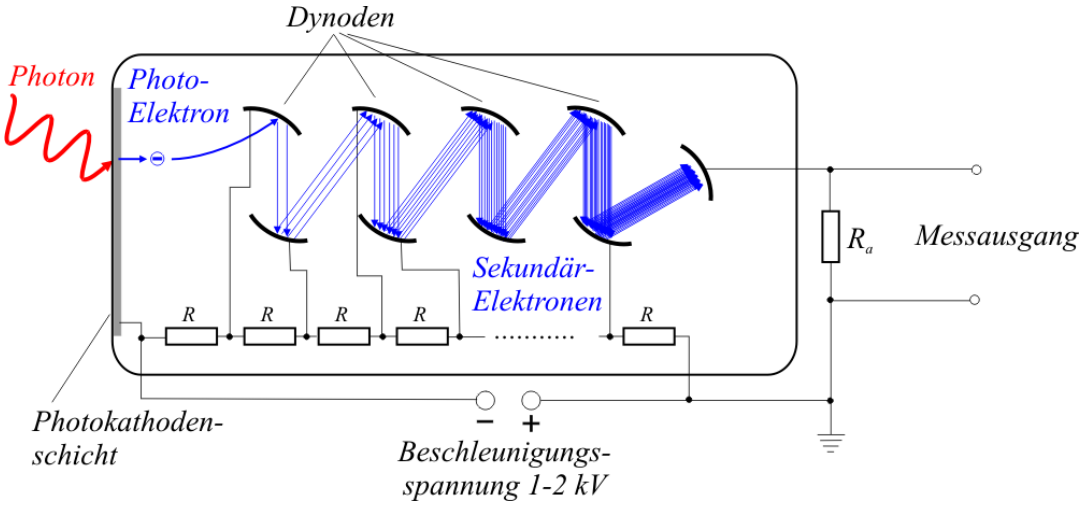


ABBILDUNG 3.1.1: Funktionsprinzip eines PMTs.[2]

Die Hauptbestandteile eines PMTs sind die Photokathode, welche Licht in Elektronen transformiert, und ein Multipliersystem bestehend aus gestaffelten Dynoden. Dadurch werden Elektronen vervielfacht, was erforderlich ist, da ein Signal aus wenigen Elektronen eine zu geringe Ladung aufweist, um vermessen zu werden. Die letzte Dynode fungiert als Anode und dient der Sammlung aller entstandenen Ladungsträger, wobei ein messbares Signal ausgegeben wird, was elektronisch weiterverarbeitet werden kann. Wird ein Photon in der Kathode absorbiert, so deponiert es seine Energie im Kathodenmaterial[3] und setzt ein Photoelektron (**PE**) im Inneren des PMTs frei. Das primäre Elektron trifft auf die erste Dynode[4], an welcher Sekundärelektronen herausgeschlagen werden, wobei die Anzahl von der Energie des Photoelektrons abhängt. Damit die neu entstandenen Sekundärelektronen zur nächsten Dynode gelangen, ist es von Nöten, dass die Folgende ein höheres elektrisches Potential aufweist. Die verbauten Spannungsteiler mit angelegter Hochspannung bewirken den erwünschten Effekt, dass die Elektronen über sukzessiv stärker werdende elektrische Potentiale zur

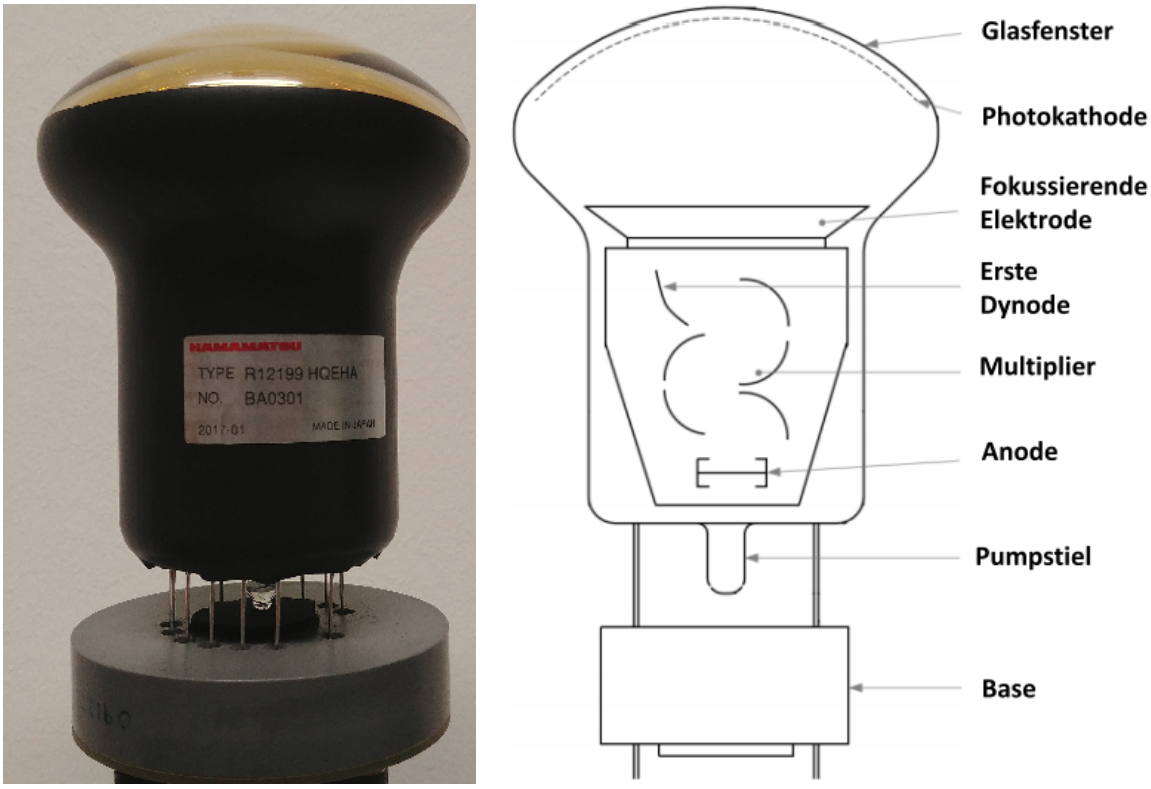
[2] `https://www-zeuthen.desy.de/exps/physik_begreifen/chris/PhotomultiSkizze.jpg`

[3] Meist bestehend aus dotierten kristallinen Halbleitern [3].

[4] Oftmals verwendete Materialien sind AgMg, CuBe oder NiAl [7].

nächsten Dynode beschleunigt werden und sich so durch die Sekundärelektronen lawinenartig vervielfältigen. Der an der Anode erhaltene Strom ist proportional zu den ankommenden Sekundärelektronen und damit zur Anzahl der einfallenden Photonen.

Moderne, leistungsfähige PMTs unterscheiden sich im Detail von dem zuvor gezeigten Schema, wobei ein Bild des in dieser Arbeit verwendeten PMTs und dessen Skizze in Abb. 3.1.2 gezeigt ist:



(a) (b)

ABBILDUNG 3.1.2: Aufbau des verwendeten PMTs: In (a) ist ein Foto des HQE PMTs mit Base zu sehen und (b) zeigt einen skizzierten Querschnitt von diesem (entnommen aus [6] und leicht modifiziert).

Die dünnschichtige Photokathode ist praktisch halbkugelförmig und die entstehenden Photoelektronen werden zunächst in Richtung einer fokussierenden Elektrode beschleunigt, so dass der Großteil an Photoelektronen die erste Dynode unabhängig von Entstehungsort und Geschwindigkeit erreicht. Weiterhin besteht das Gehäuse aus Glas, wobei der Innenraum, in der die relevanten Strukturen verbaut sind, evakuiert ist. Dem Foto ist zu entnehmen, dass die Kathode bzw. die Dynoden über Metalldrähte (**Pins**) an ihre jeweiligen Widerstände angeschlossen sind. Diese werden in eine **Base** eingeführt, welche das an der Anode auftretende Messsignal ausgibt. Die Base dient weiterhin sowohl als Spannungsteiler, als auch zur Spannungszufuhr ($\sim 1000\,\mathrm{V}$), weshalb jegliche Elektroden-Pins eingeführt werden. Im Rahmen dieser Messreihen sind sog. *passive Basen* verwendet, welche Hochspannungen (**HV**) beziehen, im Gegensatz zu *aktiven Bases*, die geringe Spannungen von $\sim 5\,\mathrm{V}$ verstärken, um den PMT zu betreiben.

PMTs können in zwei unterschiedlichen Moden betrieben werden: Das Signal kann entweder als Spannung (**Pulse-Mode**) oder Strom (**Current/DC-Mode**) ausgegeben werden:
Im **Strom-Modus** werden Elektronen aus der Anode unmittelbar in bspw. Picoamperemeter eingeführt, in denen der mittlere Strom [A] ermittelt wird. In diesem Betriebsmodus gehen Information über einzelne Pulse verloren und daher sollte dieser Modus in Messungen betrieben werden, bei denen enorme Photon-Anzahlen auf den PMT treffen oder hohe Pulsfrequenzen erwartet sind.
Im **Puls-Modus** wird das Ausgabesignal der PMTs zunächst an bspw. Oszilloskope angeschlossen, wobei ein innerer Widerstand das Signal in eine Spannung [V] umwandelt. Hierbei können einzelne Pulse im Auslesegerät untersucht werden; somit kann nicht nur die Gesamtzahl an Pulsen oder die Ladung einzelner Pulse bestimmt werden, sondern es können ebenfalls weitere Justierungen wie Schwellenwerte vorgenommen werden. Dieser Betriebsmodus ist besonders zur Bestimmung und Charakterisierung von schwachen, einzelnen Pulsen geeignet oder falls eine geringe Pulsfrequenz vorliegt.

Treffen Photonen als Input auf den PMT, so ist die Anzahl der resultierenden Photoelektronen unmittelbar über diese bestimmt. Die Lichtintensität wird aus diesem Grund in Abhängigkeit von der im PMT resultierenden mittleren Photoelektron-Anzahl angegeben. Hierbei bedeutet eine Intensität $\sim$**0,1 pe**, dass näherungsweise in jeder zehnten Aufnahme an einem, mit Pulser getriggerten, Oszilloskop ein Messsignal vernehmbar ist.[5] Eine exakte Angabe dieser Messgröße kann erst nach Vermessung des PMTs erfolgen, da die resultierende Photoelektron-Anzahl bei fixer Lichtintensität in unterschiedlichen PMTs - bspw. durch die Quanteneffizienz (Kapitel 3.3) - variiert. Ist die Lichtintensität über die mittleren emittierten Photoelektronen bestimmt, so kann die exakte Wahrscheinlichkeit für die Emission von einem oder mehreren Photoelektronen über eine Poisson-Verteilung berechnet werden:

$$P(N, \mu) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!}. \tag{3.1.1}$$

Hierbei bezeichnet μ den Mittelwert der, in das Dynodensystem, eingespeisten Photoelektronen (resultierend aus der Lichtintensität) und N die Anzahl der emittierten Photoelektronen. Der Faktor μ beinhaltet sowohl Betrahlungsintensität, als auch PMT Eigenschaften und wird in Abschnitt 3.5 akkurater definiert.

[5] Die Höhe der Signalpulse ist wiederum korreliert mit der Anzahl der entstandenen Photoelektronen, wobei dies genauer in Kapitel 3.2 erläutert wird.

3.2 Single-Photo-Electron-Spektrum

Werden mehrere Photoelektronen in das Dynodensystem eingeführt, so ergibt sich an der Anode ein stärkeres Signal als bei einzelnen Photoelektronen. Die resultierende Amplitude ist dabei proportional zur deponierten Ladung bzw. zur Anzahl der ankommenden Sekundärelektronen. Hierzu wird das vom, im Puls-Modus betriebenen, PMT ausgegebene Signal in einem Oszilloskop analysiert[6]: Die Spannungs-Wellenform wird in einem fixierten Zeitbereich integriert, so dass Ladungen in den Kanälen[7] des Messgerätes aufgenommen werden. Aus unterschiedlichen Anzahlen von Photoelektronen resultieren in den aufgenommenen Ladungshistogrammen jeweils fest definierte Strukturen, die sich als Peaks niederschlagen. In der Betrachtung des sogenannten **Single-Photo-Electron-Spektrum**s (**SPE**) wird eine geringe Lichtintensität justiert, so dass sich über die Poisson-Verteilung (Gleichung (3.1.1)) eine mittlere Photoelektronen-Anzahl der Größenordnung $0 < \mu < 3$ ergibt.[8] Ein exemplarisches Ladungshistogramm hierzu ist in Abb. 3.2.1 dargestellt.

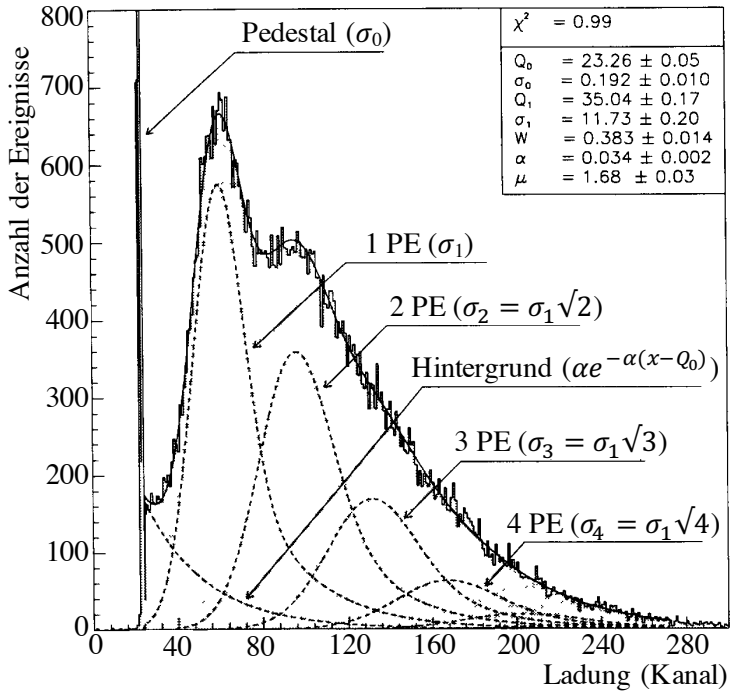


ABBILDUNG 3.2.1: Das Single-Photo-Electron-Spektrum: Auf der Abszisse sind die Kanäle des Messinstruments aufgetragen, wobei diese Ladungen [C] repräsentierten; die Ordinate gibt die entsprechende Anzahl von Ereignissen (**Counts**) an. Das Messsignal wird mittels Gleichung (3.2.1) gefittet, wobei die Fit-Parameter der entsprechenden Messung in der Legende vorzufinden sind. Entnommen aus [8] und leicht modifiziert.

Dem Graphen ist zunächst ein schmaler, scharfer Ausschlag zu Beginn des Signals zu entnehmen. Dieser repräsentiert das Rauschen des Messsystems und wird auch als **0 pe-Peak** oder **Pedestal** (= *Sockel*) bezeichnet. Die exakte Form des Pedestals ist stark vom Versuchsaufbau abhängig und die Position bzw. die entsprechende Ladung wird als Q_0 angegeben. Das

[6] Die Vermessung kann ebenso im Strom-Modus erfolgen, wird jedoch in Betracht der nachfolgenden Messungen (Kapitel 4.4) für den dort verwendeten Puls-Modus erläutert.

[7] Kanäle oder **Bins** stellen ein Intervall der jeweiligen Messgröße dar, in denen Ereignisse vermerkt werden.

[8] Das SPE ist lediglich in dieser Arbeit für den genannten Bereich definiert, da im Allgemeinen keine Definition für die Maximalanzahl von mittleren Photoelektronen vorhanden ist.

Hauptsignal[9] des PMTs spiegelt sich wiederum in der zu höheren Ladungen verschobenen Verteilung wieder. Die Messdaten verkörpern eine Überlagerung der unterschiedlichen Ladungs-Peaks, die aus der Poisson-Verteilung der Photoelektronen resultieren. Mittels der Messgröße $\mu = 1{,}68$ pe und Gleichung (3.1.1) wird gefolgert, dass die Wahrscheinlichkeit der Emission von fünf Photoelektronen kleiner als $2{,}1\,\%$ ist und der Fit des 5 pe-Peaks daher nicht explizit im Graphen aufgetragen wird. Die Breite der i pe-Peaks ($i > 0$) beruht auf einer Variation des Elektron-Zuwachses aus den Dynoden, da die Freisetzung von Sekundärelektronen ebenfalls ein statistischer Prozess ist. Die (Ladungs-)Position des 1 pe-Peaks ist für die Ermittlung von PMT Eigenschaften von besonderer Bedeutung. Hierbei ist der Ladungsversatz von Q_0 zum 1 pe-Peaks als Q_1 definiert. Die Ladung am 1 pe-Peak stellt die mittlere deponierte Ladung an der Anode eines Prozesses mit einem Photoelektron dar. [3, 8]

Die Intensität der pe-Peaks und die Form der Ladungshistogramme ist offenbar stark von μ abhängig und wird in Abb. 3.2.2 für unterschiedliche Lichtintensitäten dargestellt:

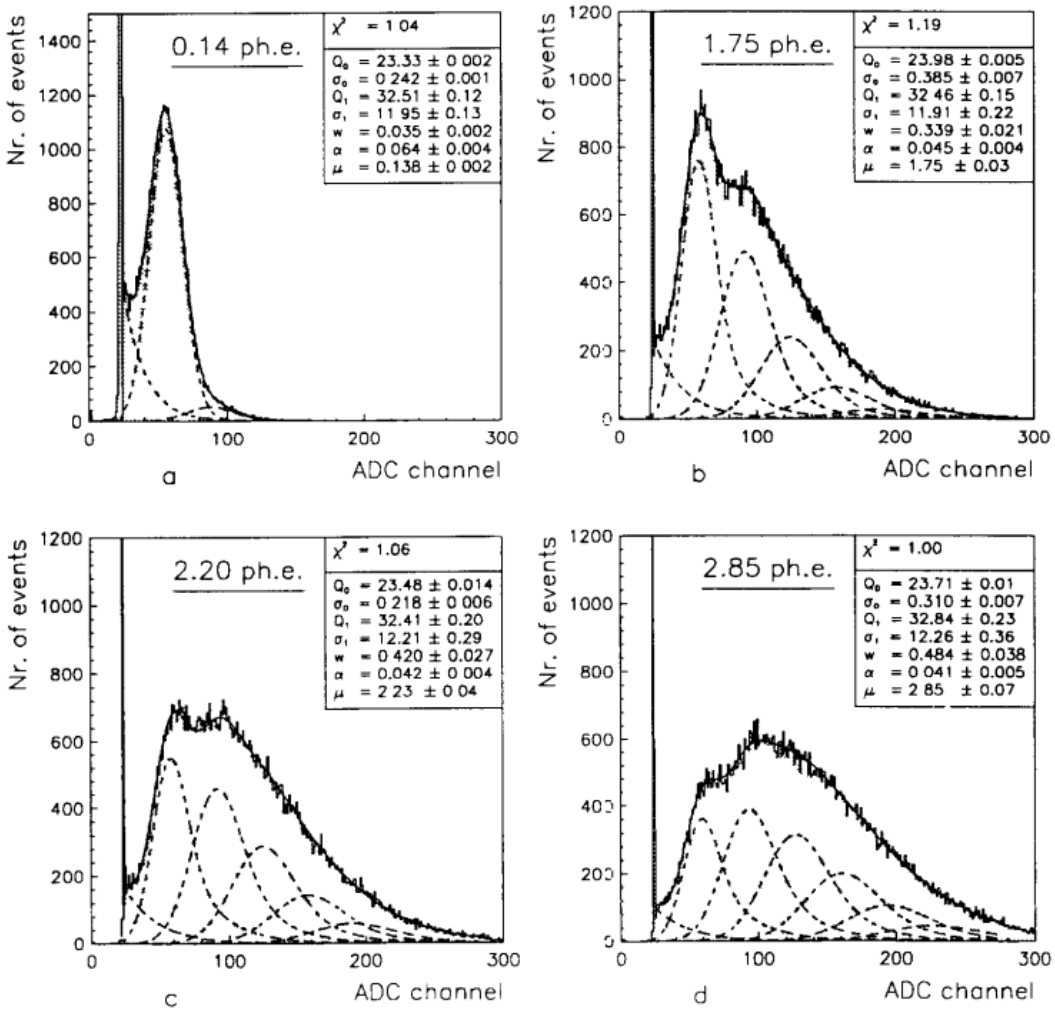


ABBILDUNG 3.2.2: Single-Photoelectron-Spektren (analog zu Abb. 3.2.1) für unterschiedliche Lichtintensitäten. Entnommen aus [8].

[9] In zeitlich verschobenen Bereichen treten weitere Effekte wie Afterpulsing (Kapitel 3.7) auf, welche jedoch keine Informationen bezüglich der Reaktion auf einstrahlendes Licht bieten. Diese werden über den fest eingestellten Integrationsbereich herausgefiltert.

Der Abbildung ist zu entnehmen, dass die pe-Peak-Positionen und damit auch der Ladungsversatz Q_1, im Rahmen der Fehler, jeweils die gleichen Werte annehmen und daher unabhängig von der Bestrahlungsintensität der Lichtquelle sind, da die mittleren deponierten Ladungen der Photoelektronen stets identisch sind. Bei niedrigen Bestrahlungen (wie bspw. $\mu = (0{,}138 \pm 0{,}002)$ pe) sind aufgrund der Poisson-Statistik nur wenige multi-pe-Peaks vorhanden. Das Maximum der Überlagerung der Peaks wandert hingegen mit der mittleren Photoelektron-Anzahl für $\mu > 1$. Höhere Intensitäten schwächen den Pedestal in dieser Auftragung ab, was die Berechnung von Q_0 und Q_1 durchaus erschweren kann.

Folgend wird die angesetzte Fit-Funktion betrachtet, wobei diese der realen - nicht idealisierten - Antwortfunktion eines PMTs entspricht. Die Formel, die einzelne Prozesse beschreibt und in Zusammenhang bringt, entspricht der Folgenden:

$$S_{\text{real}}(q) \approx \left\{ \frac{1-w}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(q-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + w\theta(x-Q_0)\cdot\alpha\exp\left(-\alpha(x-Q_0)\right) \right\} e^{-\mu}$$
$$+ \sum_{\text{N}=1}^{\infty} \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \cdot \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi N}} \cdot \exp\left(-\frac{(q-Q_0-Q_{\text{Shift}}-NQ_1)^2}{2N\sigma_1}\right).[3,8] \quad (3.2.1)$$

Der Ausdruck in der ersten Zeile beschreibt die Form des Pedestals (Gaußverteilung) und Hintergrundeinflüsse (exponentielles Abklingen), während die untere Zeile der Überlagerung der einzelnen pe-Peaks entspricht. In diese Formel werden zahlreiche Hintergrundprozesse, Rauschen und Variationen der Verstärkung (Kapitel 3.5) berücksichtigt: σ_0 und σ_1 bezeichnen jeweils die Standardabweichungen der Größen Q_0 und Q_1. Die Variable w bezeichnet die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von diskreten Hintergrund Prozessen und α beschreibt eine exponentielle Abnahme dieser Wahrscheinlichkeit zu höheren Amplituden. θ ist eine Stufen-Funktion und $Q_{\text{Shift}} = \frac{w}{\alpha}$ eine Verschiebung der Peaks relativ zur Position des Pedestals Q_0. Eine explizite Herleitung hierzu ist den angegebenen Quellen zu entnehmen.
Mittels des Fits können u.a. die mittlere Photoelektronen Zahl μ (Intensität der Lichtquelle in pe), sowie die Größen Q_0 und Q_1 ermittelt werden. Letztere sind von hoher Relevanz zur Bestimmung der Verstärkung des Multipliersystems (Kapitel 3.5) und einer Beziehung zwischen deponierter Ladung und Photoelektronen (Kapitel 4.2/4.6.1).

3.3 Quanteneffizienz

Die **Quanteneffizienz** (**QE**) ist ein Maß dafür, welcher Anteil von den auf die Photokathode treffenden Photonen tatsächlich ein Photoelektron emittiert. Ein Ausdruck hierzu ist demnach

$$\mathrm{QE} = \frac{N_{\mathrm{pe}}}{N_{\mathrm{p}}},$$

mit der Anzahl der emittierten Photoelektronen N_{pe} und der der Anzahl der eintreffenden Photonen N_{p}. Diese Charakteristik ist von der Wellenlänge λ abhängig, weshalb diese für monochromatisches Licht definiert ist. Eine Quanteneffizienz von $25\,\%$ (bei einer bestimmten Wellenlänge) bedeutet demnach, dass im Mittel jedes vierte Lichtteilchen ein Photoelektron auslöst. Die Quanteneffizienz ist größtenteils durch die Materialien und Dicke der Photokathode bestimmt, wobei auch die Form und optische Beschaffenheiten des PMT-Glases hierzu beitragen. Erreicht ein Lichtteilchen die Photokathode, so müssen drei Teilprozesse (Abb. 3.3.1) erfolgen, damit letztlich ein Messsignal entsteht:

Zunächst muss über die **Absorption** des Photons im Kathodenmaterial ein Elektron, über den photoelektrischen Effekt, freigesetzt werden. Die Energie eines Photons ist durch $E_\gamma = h\nu$ bestimmt, wobei ν die Frequenz der Lichtwelle und h das Planck'sche Wirkungsquantum beschreibt. Zur Entstehung eines Photoelektrons im Vakuum des PMTs muss E_γ größer als die Summe von Bandlücke E_g des intrinsischen Halbleiters und elektrischen Potential E_a sein, das durch die Anziehung des Elektron entsteht. Die in PMTs verwendeten Photokathoden müssen zum Erlangen einer hohen Quanteneffizienz demnach aus Halbleitern mit geringen Bandlücken bestehen.[10]

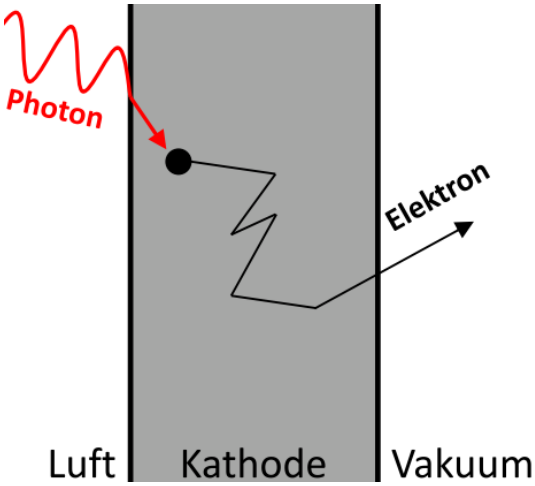


ABBILDUNG 3.3.1: Visualisierung des Umwandlungsprozesses eines Photons in ein Elektron im Inneren des PMTs.

Weitergehend muss das freie Elektron durch das Kathodenmaterial hindurch **diffundieren**, da dieses nicht ausschließlich an der Grenzschicht zum Vakuum oder in diesem entsteht. Bei diesem Prozess verliert das Elektron geringfügig Energie, welche jedoch unabhängig von der durchlaufenden Weglänge ist. Insofern ist die Richtung eines Elektrons, falls ein solches emittiert wird, nicht prognostizierbar [3, 6].
Letztlich muss das Elektron aus dem Kathodenmaterial **emittiert** werden, damit es in das Dynodensystem gelangen kann. Hierzu benötigt das Elektron genügend Restenergie, um die Potentialbarriere der Oberfläche zu überwinden. Ein geringer Anteil von Elektronen gelangt aufgrund des Tunneleffekts trotz zu niedriger Energien an der Potentialbarriere ins Innere des PMTs [3, 6].

3.4 Dunkelrate und Dunkelstrom

PMTs sind sehr empfindlich, damit sie ihre Funktion, einzelne Lichtteilchen nachweisen zu können, erfüllen. Das bedeutet, dass auch scheinbar vernachlässigbare Ereignisse in Signalen

[10] Die Photokathoden von PMTs weisen typischerweise Bandlücken $\sim 2\,\mathrm{eV}$ auf [9].

resultieren. Im Puls-Modus ist die **Dunkelrate** definiert als die Anzahl von ausgegebenen Pulsen pro Sekunde, wenn ein PMT nicht von Licht bestrahlt wird, demnach keine Photonen detektiert; hierbei sollten im Allgemeinen keine Signale auftreten. Im Strom-Modus wird diese Messgröße als **Dunkelstrom** bezeichnet, um Verwechslung zu vermeiden.
Sowohl diskrete als auch kontinuierliche Prozesse, die in Finsternis dennoch zu Signalpulsen führen, werden in diesem Kapitel erläutert:

Der **Verluststrom** ist Hauptbestandteil der kontinuierlichen Effekte, welcher in Dunkelströmen resultiert. Hierbei handelt es sich um einen konstanten Ohm'schen Fluss, der über innere Komponenten zur Anode führt. Dieser entsteht durch nicht ideale Isolatoren an der Dynodenhalterung, zwischen dem Pin der Anode und anderen Pins, oder innerhalb der Base; hierbei liegen die Widerstände in der Größenordnung $R = 10^{12}\,\Omega$. Bei Betriebsspannungen $\sim 1000\,\mathrm{V}$ führt dies, entsprechend dem Ohm'schen Gesetz, zu Strömen im nA-Bereich. Diese Leitfähigkeit wird über externe Faktoren wie Staub, Feuchtigkeit, und Fett auf der Glasumhüllung weiter begünstigt, wobei diesem Phänomen mittels sorgfältiger Reinigung entgegengewirkt werden kann. Da dieser Effekt nicht temperaturabhängig ist, stellt dies den dominanten Beitrag in Tieftemperaturen dar [7, 10].

Der bedeutendste diskrete Faktor entsteht durch **thermische Emission** von Elektronen aus dem Kathoden- oder Dynodenmaterial. Diese Elektronen werden wie ein Photoelektron verstärkt und geben ein Signal aus. Die thermische Emission entspricht dem Richardson-Effekt, der mit der Gleichung

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{W_{\mathrm{th}}}{k_{\mathrm{B}}T}\right) \tag{3.4.1}$$

nachzuweisen ist. Hierbei bezeichnet J die Stromdichte, A die Richardson Konstante, T die absolute Temperatur [K], W_{th} die Arbeitsfunktion der Photokathode (abhängig von E_g und E_a) und k_{B} die Boltzmann-Konstante. Da die Materialien so gewählt sind, dass Elektronen über den photoelektrischen Effekt herausgelöst werden können, ist die thermische Emission durch eine geringe Arbeitsfunktion begünstigt. Der Abhängigkeit $\sim T^2 \exp\left(-\frac{1}{T}\right)$ kann entnommen werden, dass die Stromdichte, bzw. die daraus resultierende Anzahl von Signalpulsen im Bereich von Tieftemperaturen stark absinkt. Dieser Prozess ist bei Raumtemperaturen jedoch der dominierende Beitrag der Dunkelrate bzw. des Dunkelstroms [7, 10].
Die **Feldemission** beschreibt den Effekt, dass Elektronen, induziert durch das angelegte elektrische Feld, aus dem Material der Dynoden emittiert werden können. Aufgrund der schwachen elektrischen Felder in PMTs, resultiert Feldemission durch die Rauheit der Elektroden, wobei dies ebenso durch Spitzen und scharfe Kanten gefördert wird. Die emittierten Elektronen können im Glas Szintillationslicht auslösen, das einen Puls erzeugt, falls die Photokathode von einem Szintillationsphotonen getroffen wird [3, 7].
Hintergrundstrahlung durch hochenergetische Myonen aus kosmischer Strahlung liefert einen weiteren Beitrag. Diese passieren den PMT und produzieren in diesem Cherenkov- und Szintillationsphotonen. Lösen diese Lichtteilchen Photoelektronen aus, so entstehen Signalpulse von hohen Amplituden [3, 10].
Weiterhin können Photonen aus radioaktiven Zerfällen, verursacht durch Materialien wie ^{40}K im Glas, **Szintillationen** hervorrufen. Zudem ist es möglich, dass Elektronen, auf dem Weg durch das Multipliersystem, auf die Dynodenhalterung oder das Glas treffen, wobei ebenfalls Szintillationslichter entstehen [10].
Letztlichen Beitrag liefert eine **Anregung** durch Tageslicht, wobei Restgasatome angeregt werden. Durch Abregung auf stabile Energieniveaus werden u.a. Photonen emittiert, wodurch ebenfalls Photoelektronen in das Dynodensystem eingespeist werden. Hierbei handelt es sich jedoch über einen vorübergehenden Effekt, der kontinuierlich abklingt, bis jegliche

angeregten Atome auf stabilen Energieniveaus liegen [7].

Die Dunkelrate kann durch die Anbringung einer schwarze Folie (HA Überzug) um das Glasgehäuse des PMTs, reduziert werden, wie es beim Typ Hamamatsu R12199 HQEHA der Fall ist (vgl. Abb. 3.1.2). Dieser Überzug besteht aus einer leitenden Farbe mit gleichem Potential wie die Photokathode mit einer Verbindung zur Anode und einer äußeren Isolierung [10]. Das Motiv dieses Ansatzes ist es, die Anziehung von Elektronen, die das Multipliersystem zwischen Elektroden verlassen haben, zur inneren Oberfläche des PMT-Glases zu verhindern und somit Emissionen von Szintillationslicht zu unterbinden.

3.5 Sammeleffizienz und Verstärkungsfaktor

Durch das Multipliersystem, bestehend aus den einzelnen Dynoden, erfolgt die lawinenartige Vervielfältigung des ursprünglichen Photoelektrons. Die Gesamtanzahl an Sekundärelektronen, die den PMT schlussendlich über die Anode verlassen, ist ein Maß für die Verstärkung des Systems. Diese wird als **Verstärkungsfaktor** bzw. **Gain** bezeichnet und ist ein Ausmaß für den Elektronen-Strom. Im Idealfall ist eine konstante Verstärkung für jedes eintretende Photoelektron nachweisbar; die Emittierung von Sekundärelektronen ist jedoch ein statistischer Prozess, wobei dieser Variationen der Verstärkung hervorruft [11].

Zwischen Elektroden ist es möglich, dass Elektronen vom Pfad abkommen (vgl. Kapitel 3.4 - Szintillation), was keine Vervielfachung zur Folge hat. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron auf der nächstgelegenen Dynode auftrifft, wird als **Sammeleffizienz** -Collection Efficiency- (**CE**) bezeichnet. Diese ist für jeden Zwischenraum zweier Elektroden bestimmt und wird für die gesamte Sammeleffizienz des Dynodensystems multipliziert. Jene Sammeleffizienz zwischen der Photokathode und der ersten Dynode ist von besonderer Bedeutung, da in den nachfolgenden Zwischenräumen bedeutend höhere Größenordnungen von Sekundärelektronen vorhanden sind. Aufgrund der elektrischen Potentiale ist diese von der Betriebsspannung beeinflusst [10]. Aus dem Produkt der Sammeleffizienz und der Quanteneffizienz ergibt sich die Detektionseffizienz; somit kann der Ausdruck der mittleren Photonzahl aus Gleichung (3.1.1) zu $\mu = N_\gamma \cdot \mathrm{QE} \cdot \mathrm{CE}$ bestimmt werden, wobei N_γ der mittleren Anzahl von eintreffenden Photonen entspricht [3].

Die einzelnen Dynoden besitzen weiterhin einen Sekundäremissionsfaktor δ, der spannungs- und materialabhängig ist; dieser bestimmt die Anzahl an freigelösten Sekundärelektronen an jeder Dynode. Abb. 3.5.1 zeigt diese Abhängigkeiten für verschiedene Dynodenmaterialien und Spannungen auf.
Der Gain G des Multipliersystems kann daher über die folgende Formel bestimmt werden:

$$G = \prod_{i=1}^{\mathrm{N}} \delta_i \cdot \mathrm{CE}_i \,, \tag{3.5.1}$$

wobei N der Gesamtzahl an Dynoden entspricht. Da der Sekundäremissionsfaktor δ spannungsabhängig ist, variiert der Gain ebenso mit dieser.

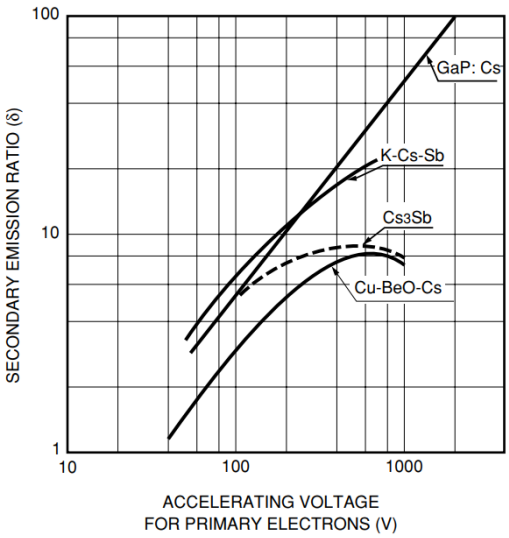


ABBILDUNG 3.5.1: Sekundäremissionsfaktor von Dynoden in Abhängigkeit der am PMT angelegten Spannung für unterschiedliche Dynodenmaterialen. Entnommen aus [7].

Dadurch werden bei höheren Betriebsspannungen vermehrt Sekundärelektronen erzeugt, was zu höheren Signalpulsen führt [6, 7, 10].

Da der Gain in Kapitel 4.4 im Puls-Modus vermessen wird, kann dieser messtechnisch aus den Kenntnissen basierend aus Kapitel 3.2 ermittelt werden: Da Q_1 den Ladungsversatz zwischen Pedestal und 1 pe-Peak definiert, kann der Gain wie folgt bestimmt werden:

$$G_{\text{Pulse}} = \frac{Q_{1\,\text{pe}} - Q_{0\,\text{pe}}}{e} = \frac{Q_1}{e}, \tag{3.5.2}$$

wobei e die Elementarladung bezeichnet. Typische Verstärkung liegen für Spannungen von $1000\,\text{V}$ in Größenordnungen $\sim 10^6$.

3.6 Transit-Time-Spread

Jegliche physikalische Systeme sind durch eine (zeitliche) Auflösung begrenzt, wobei sich diese in PMTs darin widerspiegelt, dass Photonen in einem gewissen Zeitraum nicht voneinander unterschieden werden können. Der **Transit-Time-Spread** (**TTS**), die Streuung der Signallaufzeit, beschreibt diesen Effekt und ist in Bezug auf das IceCube-Forschungsprojekt maßgeblich für die Qualität der Richtungsrekonstruktion der Neutrinos.

Die Zeit, in der Photoelektronen -zwischen Emission an der Photokathode und Signalankunft an der Anode- das Innere des PMTs durchqueren, wird als **Transit-Time** -Signallaufzeit- (**TT**) bezeichnet. Diese Zeit ist bestimmt über die Geschwindigkeit der Elektronen resultierend aus den elektrischen Potentialen und der zurückgelegten Strecke von Photokathode zur Anode, wobei typische Werte im Bereich einiger ns liegen. Zudem variiert die Signallaufzeit für unterschiedliche Photoelektronen, da diese nach Emission verschiedene Weglängen im System durchlaufen, wobei ein Schema hierzu in Abb. 3.6.1 dargestellt ist.

Photoelektronen, die an einer zentralen Position der Photokathode emittiert werden, müssen einen geringere Strecke zur ersten Dynode zurücklegen als jene, die am äußeren Rand entstehen. Der Signallaufzeitunterschied (TTS) wird demnach zunächst über die Geometrie des Systems bestimmt und durch halbkugelförmige Photokathoden verbessert. Weiterhin kann das elektrische Feld der fokussierenden Dynode so angepasst werden, dass Photoelektronen am Rand stärker beschleunigt werden, als mittig emittierte, um den Gangunterschied auszugleichen.

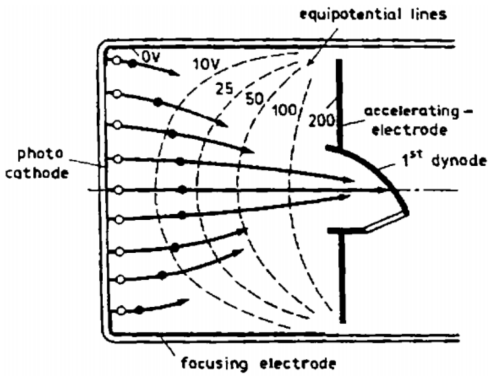


ABBILDUNG 3.6.1: Prinzip der Variation der Transit-Time, entnommen aus [11].

Außerdem werden Photoelektronen mit unterschiedlichen Energien emittiert, was zu verschiedenen Anfangsgeschwindigkeiten führt und somit ebenfalls zu Streuungen der Signallaufzeit beiträgt. Nach Kapitel 3.3 werden diese zudem in unregelmäßige Richtungen emittiert. So entstehen weiteren zeitliche Versätze, da parallel zur Photokathode ausgerichtete Photoelektronen vorerst umgelenkt werden müssen, im Gegensatz zu senkrechten Emissionen [11].

Die beschriebenen Faktoren führen somit zu einer Variation der Zeit zwischen Emission und Ankunft an der Photokathode. Im Puls-Modus entsteht ein Spannungspeak, da die Elektronen an der Anode über Messwiderstände abfließen, wobei die Verteilung der Ankunftszeiten

verschiedener Pulse annäherungsweise gaußförmig ist. Der TTS ist hierzu über die

$$\text{FWHM}^{11} = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma, \tag{3.6.1}$$

der Gaußverteilung definiert, wobei teilweise die Standardabweichung σ angegeben wird [3].

3.7 Afterpulsing und Hintergrundsignale

Jeder Puls mit Ursprung aus der Photokathode kann, mit gewisser Wahrscheinlichkeit, durch frühe oder verzögerte Pulse ersetzt werden, oder von Afterpulsing gefolgt sein.

Frühe Pulse entstehen, wenn ein Photon durch die Kathode hindurch propagiert und erst an der ersten Dynode ein Elektron produziert. Das dort emittierte Elektron erzeugt einen schwächeren Puls, da die Vervielfachung der ersten Dynode nicht erfolgt. Da sich Elektronen, zwischen Photokathode und erster Dynode, mit einer Geschwindigkeit von $v_\mathrm{e} < 5\,\%$ der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 bewegen[12], entstehen frühe Puls-Signale bis zu $30\,\mathrm{ns}$ vor dem Hauptsignal bzw. der mittleren Signallaufzeit (TT); die genaue Zeitdifferenz ist hierbei abhängig von dem Abstand zwischen Photokathode und erster Dynode bzw. der angelegten Spannung U [3].

Verzögerte oder **späte Pulse** treten auf, falls ein Photoelektron an der ersten Dynode Rückstreuung erfährt, ohne Sekundärelektronen zu erzeugen. Aufgrund der Ausrichtung des elektrischen Feldes, werden diese erneut in Richtung der ersten Dynode beschleunigt. Werden anschließend Sekundärelektronen gelöst, so entsteht der resultierende Signalpuls wenige Nanosekunden nach der erwarteten Signallaufzeit, wobei die Größenordnung dieser Verzögerung ebenfalls abhängig von angelegter Spannung und Abstand der Elektroden ist.

Afterpulsing entsteht durch Ionisation des Dynodenmaterials oder von restlichen Gas-Atomen, da das Vakuum im PMT keinen Idealbedingungen entspricht. Die Wahrscheinlichkeit Afterpulsing auszulösen, wird für jedes Photoelektron als gleich hoch angenommen, wobei Afterpulsing hierzu in zwei unterschiedliche Teilprozesse aufgeteilt wird:
Frühes Afterpulsing wird aus lumineszierenden Reaktionen bewirkt, wobei die Dynoden, aufgrund des Elektronen-Beschusses, Photonen emittieren. Zwar ist die Effizienz dieser Fluoreszenz gering, aber dennoch ist es plausibel, dass Photonen von den letzten Dynoden die Photokathode erreichen, so dass ein zusätzlicher Puls entsteht. In Hinblick auf die *echten* Pulse, aus denen diese Art von Afterpulsing entsteht, ergeben sich Zeitversätze von bis zu $100\,\mathrm{ns}$ [7, 12]. Der exakte Zeitversatz ist abhängig von dem Entstehungsort des Photons (bzw. von der bereits von den Elektronen durchlaufenen Strecke) und den zuvor diskutieren Beschaffenheiten des PMTs. Frühes Afterpulsing kann ebenso durch Rückstreuung von Sekundärelektronen auftreten bzw. begleitet werden [10].
Photoelektronen, die zur ersten Dynode beschleunigt werden, können ein Elektronen aus der äußeren Schale eines Gasatoms herauslösen. **Spätes Afterpulsing** bezieht sich auf das entstehende Ion, das nun eine positive Ladung aufweist und somit zur Photokathode hin beschleunigt wird. Dort werden zahlreiche Elektronen $>> 1\,\mathrm{pe}$ freigesetzt, da das Ion mehr

[11] Die **F**ull **w**idth at **h**alf **m**aximum -die Breite halber Höhe- charakterisiert die Breite des Peaks (in x-Richtung) an der die Funktionswerte auf die Hälfte des Maximums abgesunken sind.

[12] Approximiert ist die Elektronengeschwindigkeit $v_\mathrm{e} = \sqrt{\frac{2\,U\,e}{m}}$. Die angegebene Geschwindigkeit resultiert aus einem elektrischen Potential von $U = \frac{3}{13}\,1000\,\mathrm{V}$, wobei der Faktor $\frac{3}{13}$ über den Spannungsteiler zwischen Photokathode und erster Dynode zustande kommt.

Energie als ein Photon im Kathodenmaterial deponiert, die infolgedessen (Kapitel 3.2) in einem starken Signalpuls resultieren[13]. Der zeitliche Versatz des späten Afterpulsing liegt in der Größenordnung einiger hundert ns bis $10\,\mu$s und ist nicht nur von der angelegten Spannung - sondern auch über die Masse der Restgasatome, wie auch über deren Ionisationsort relativ zur Photokathode bestimmt [7, 10].

[13] Die Höhe des Pulses ist abhängig von den an der Photokathode entstehenden Elektronen, welche wiederum von der Ordnungszahl des positiv ionisierten Atoms bestimmt sind.

4 Charakterisierung

Auf Grund der hohen Sensitivität von PMTs ist es für eine erfolgreiche Messreihe unabdingbar, diese in einem lichtundurchlässigen Behältnis zu vermessen. Hierzu werden die für die jeweilige Messung benötigten Geräte in einer von innen mit Neopren verkleideten Aluminiumkiste verschlossen. Die Signalkabel werden mittels eines Kabel-Labyrinths zugeführt; zudem die Kiste mit einem lichtundurchlässigen Vorhang verdeckt, um ausreichende Dunkelheit zu gewähren. So wird sichergestellt, dass keine PMT-Signale durch Anregung von Umgebungslicht (vgl. Kapitel 3.4) gemessen werden und die Lichtintensität extern über eine Lichtquelle gesteuert werden kann. Ein exemplarischer Messaufbau hierzu ist in Abb. 4.0.1 gezeigt:

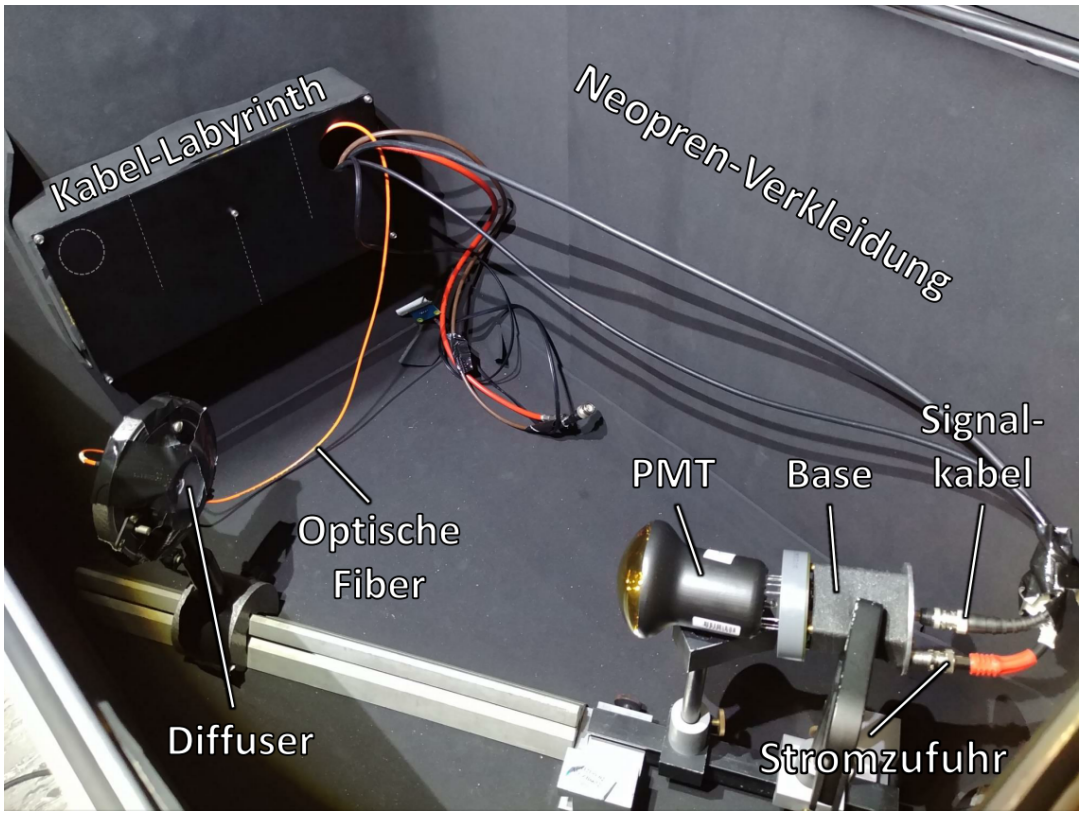


ABBILDUNG 4.0.1: Fotografie eines exemplarischen Versuchsaufbaus: Erkenntlich in der Aluminiumkiste sind der PMT mit Base, Signalkabel, eine Lichtquelle (optische Fiber mit Diffuser), das Kabel-Labyrinth, und Halterungen.

Bei den beiden zu untersuchenden PMTs des Typs R12199 HQEHA ist stets darauf zu achten, dass - bedingt durch den schwarzen, äußeren Überzug – namensgebender Bestandteil HA - negative Hochspannung verwendet werden muss. Weiterhin geben die PMTs im betriebenen Puls-Modus negative Signale aus, wobei in den Einzelmessungen bzw. ihrer Datenauswertung stets die Form des Ausgabesignals zu beachten ist.

4.1 Quanteneffizienz

Um die Quanteneffizienz zu messen, wird der in Abbildung 4.1.1 gezeigte Versuchsaufbau verwendet:

Als Lichtquelle wird eine Xenon-Lampe[14] eingesetzt, deren Lichtstrahl kollimiert und in einen nachfolgenden Monochromator[15] geführt wird, welcher eine bestimmte Wellenlänge aus dem weißen Licht herausfiltert. Über Spalte ($150\,\mu\mathrm{m}$) am Ein- und Ausgang des Monochromators wird die Intensität des Lichts verringert und die Auflösung, demnach die Breite der herausgefilterten Wellenlänge, verbessert ($\Delta\lambda \sim 1\,\mathrm{nm}$). Nach Eintritt in das Messbehältnis folgt eine Iris, um die Spotgröße des divergenten Strahls zu definieren. Anschließend wird eine Photodiode[16] mittels eines Scanners mittig in den Strahlengang eingeführt, wobei die gemessene Spannung an ein Picoamperemeter[17] geleitet wird. Wird die Diode nicht vermessen, fährt der Scanner diese aus dem Strahlengang. Der PMT, der im Strom-Modus betrieben wird, ist in geeigneter Entfernung platziert, so dass dieser vom Lichtstrahl mit ausreichender Fläche zentral beleuchtet wird. Es wird eine Base verwendet, die die Spannung zwischen Kathode und erster Dynode vorgibt, wobei die anderen Pins kurzgeschlossen werden. Dies ist von Nöten, da die Quanteneffizienz eine Eigenschaft der Photokathode definiert und so durch die tatsächliche Anzahl der von der Kathode detektierten Photonen gemessen wird, weil bedingt durch die Sammeleffizienz nicht alle Sekundärelektronen das Multipliersystem verlassen. Diese wird mit $-300\,\mathrm{V}$ versorgt[18], wobei das Dynoden-Signal ebenfalls dem Picoamperemeter zugeführt wird. Die Wellenlängen durchlaufen den Bereich von $250\,\mathrm{nm}$ bis $700\,\mathrm{nm}$ in $2\,\mathrm{nm}$-Schritten, wobei jeweils die Signalstärke und der Dunkelstrom von dem PMT und der Diode ausgegeben werden. Diese Messung erfolgt mehrfach für jeden PMT, um die Ergebnisse statistisch zu erfassen.

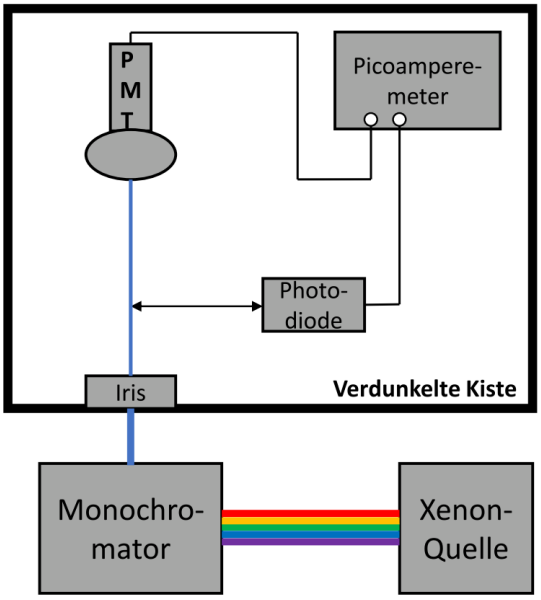
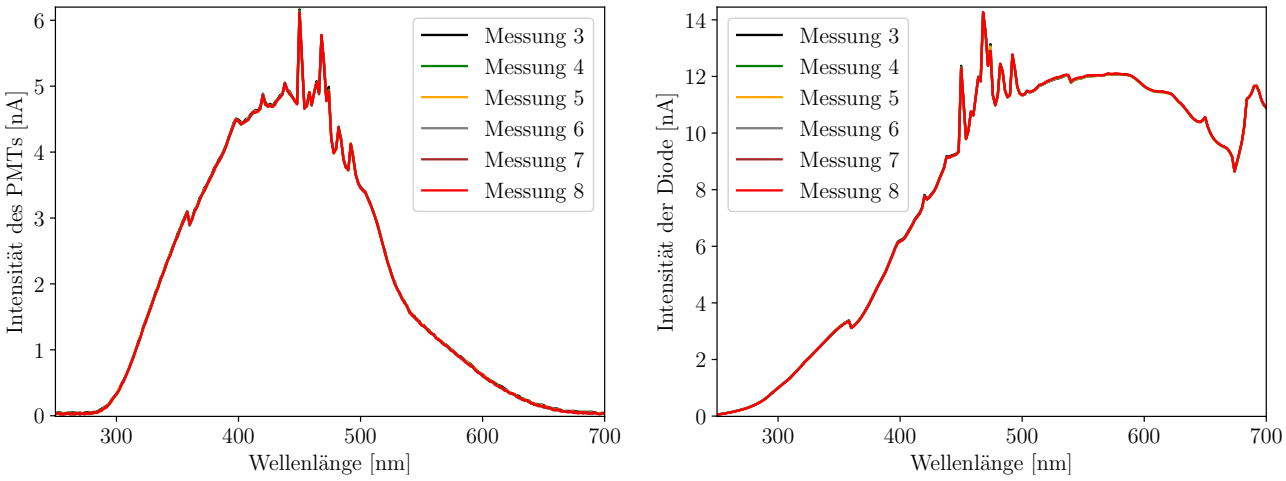


ABBILDUNG 4.1.1: Experimentelles Setup zur Bestimmung der Quanteneffizienz.

Die vom Hersteller kalibrierte Diode ist in diesem Versuch ein Hilfsmittel, um die Lichtintensität der Quelle bestimmen zu können, die als Referenz für die Quanteneffizienz des PMTs benötigt wird. Die Quanteneffizienz der Diode ist für das untersuchte Wellenlängen-Spektrum bereits bekannt, wobei diese im Anhang (Abb. 6.0.1) vorzufinden ist.
Die nachfolgende Datenauswertung basiert exemplarisch auf den Messdaten des HQE BA304, wobei drei weitere PMTs vermessen werden. Die Ausgabesignale für PMT und Diode der Messreihen sind in Abbildung 4.1.2 dargestellt.

[14] LOT LSE140 / 160.25C
[15] LOT-QuantumDesign MSH-300
[16] Newport 818-UV
[17] KEITHLEY 6482
[18] Die Spannung zwischen Photokathode und erster Dynode entspricht nach Hersteller $\frac{3}{13}$ der Gesamtspannung ($\sim 1\,\mathrm{kV}$). Die hier verwendete Base liefert jedoch unmittelbar das Potential zwischen diesen.



(a) (b)

ABBILDUNG 4.1.2: Messergebnisse des PMTs (a) und der Diode (b) angegeben in nA aufgetragen gegen die vermessene Wellenlänge.

Es ist zu beachten, dass die Daten lediglich ab der dritten Messung verwendbar sind, da die Xenon-Lampe zunächst ihre Betriebstemperatur erreichen muss. Die Messungen werden vorerst gesondert von einander betrachtet, da die Xenon-Lampe eine wellenlängenabhängige Abnahme der Intensität aufweist[19] (siehe Abb. 4.1.3) und gebinnte Werte einen geringfügigen Fehler zur Folge hätten. In dieser Darstellung werden die vorhergehenden Messungen jedoch von der Abschließenden (rot) überlagert. Weiterhin sind die Fehler der Messwerte verschwindend gering und in den Abbildungen nicht wahrzunehmen; sie werden erst in dem Endergebnis der Quanteneffizienz sichtbar.

Zunächst wird aus der bekannten Quanteneffizienz der Diode und den Messungen dieser die Intensität der Lichtquelle I_0 bestimmt. Diese wird in nA angegeben und dient lediglich als Referenz, doch die Lichtintensität ist proportional hierzu. Die Lichtquellenintensität wird demnach über

$$I_0 = \frac{I_{\text{Diode}} - DC_{\text{Diode}}}{QE_{\text{Diode}}}$$

bestimmt, wobei I das Messsignal, DC den Dunkelstrom und QE die Quanteneffizienz bezeichnet. Die Ergebnisse dieser Umrechnung sind in Abb. 4.1.3 illustriert.

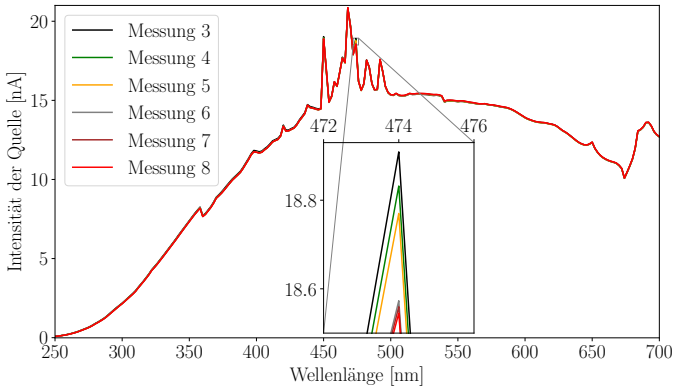


ABBILDUNG 4.1.3: Aus der vorrausgehenden Messung der Diode bestimmte Referenzstärke der Lichtintensität der Xenon-Lichtquelle. Der Versatz der Intensität der Xenon-Lichtquelle ist mittels eines Peaks bei 474 nm (ein Messpunkt) veranschaulicht.

[19] Der Vergrößerung in der Abbildung ist zu entnehmen, dass die Lichtintensität bei aufeinander folgenden Messungen abnimmt. Dieser Effekt ist jedoch ebenfalls abhängig von der betrachteten Wellenlänge.

Im Wellenlängen-Bereich zwischen 450 und $500\,\mathrm{nm}$ heben sich vermehrt scharfe Peaks aus dem Xenon-Lampen-Spektrum heraus, was die geringe Schrittweite der Messung begründet.[20]
Aus dieser Referenz für die Intensität der Lichtquelle kann folglich die Quanteneffizienz der PMTs über

$$QE_{\mathrm{PMT}}(\lambda) = \frac{I_{\mathrm{PMT}} - DC_{\mathrm{PMT}}}{I_0}$$

bestimmt werden, was wiederum in Abb. 4.1.4 dargestellt wird.

Es lässt sich festhalten, dass die namensgebend hohe Quanteneffizienz[21] nachgewiesen wird. Dennoch fällt im Vergleich mit der Herstellerangabe auf, dass die Messergebnisse um bis zu 2,3% im Bereich des Maximums abweichen. Eine geringer gemessene Quanteneffizienz kann darauf zurückgeführt werden, dass der Hersteller den PMT kreisförmig mit einem Durchmesser von $6\,\mathrm{cm}$ ausleuchtet, wohingegen in der Versuchsreihe ein Rechteck mit den Maßen $3\,\mathrm{cm} \times 4{,}5\,\mathrm{cm}$ verwendet wird. Eine höhere Ausleuchtungsfläche der Photokathode hat eine höher gemessene Quanteneffizienz zur Folge [3].

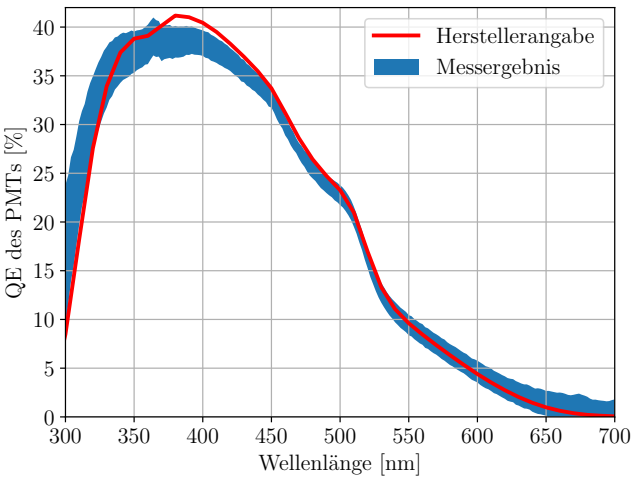


ABBILDUNG 4.1.4: Bestimmte Quanteneffizienz des HQE BA304 PMTs: Die Mittelung aller Messergebnisse mit Fehlerintervall sind blau dargestellt und stehen im Vergleich mit der Herstellerangabe (rot).

Weiterhin ist unbekannt, ob Verluste an der Glasoberfläche durch Reflexion vom Hersteller korrigiert wurden. Werden Reflexionen unter Verwendung des Brechungsindex n des Glasgehäuses verrechnet, so entstehen Unterschiede von bis zu 4%, welche ebenfalls wellenlängenabhängig sind [6].
Letztlich kann die Verwendung von positiver Hochspannung, die innerhalb dieses Aufbaus nicht gelingt, ebenfalls eine höhere Quanteneffizienz zur Folge haben [6].
Zudem ist zu erwähnen, dass die Ergebnisse für $\lambda < 300\,\mathrm{nm}$ fehlerbehaftet sind: Zum einen ist die Spektralempfindlichkeit nach Hersteller auf $300 - 650\,\mathrm{nm}$ beschränkt, zum anderen werden hier sehr kleine Werte miteinander dividiert, was sich ebenfalls in Werten $> 100\%$ niederschlägt. Ein komplett vermessenes Spektrum sowie der Vergleich mit der Herstellerangabe des BA304s sind im Anhang (Abb. 6.0.2 und 6.0.3) vorzufinden.

[20] Der Hersteller gibt die Quanteneffizienz lediglich in $10\,\mathrm{nm}$-Intervallen an. Die verwendete Lichtquelle ist jedoch unbekannt.
[21] Im Vergleich mit anderen PMTs, welche gewöhnlich Quanteneffizienzen $< 30\,\%$ als Maximalwert aufweisen.

In Abb. 4.1.5 sind die Ergebnisse aller vier vermessenen PMTs aufgeführt.

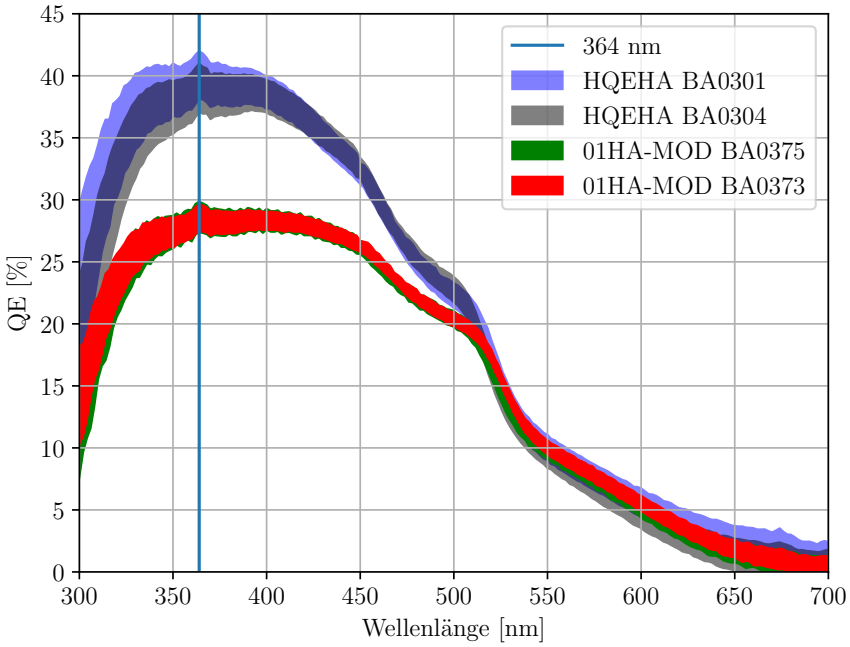


ABBILDUNG 4.1.5: Ergebnisse der Quanteneffizienz-Messreihe: Die zwei zu charakterisierenden HQE-PMTs sind in blau bzw. schwarz dargestellt und die zusätzlich vermessenen 01-HA-Mod-PMTs in grün bzw. rot. Zudem wird ein gemeinsames Maximum bei 364 nm hervorgehoben.

Hieraus wird bestätigt, dass die PMTs des Typs HQE eine bedeutend höhere Quanteneffizienz als andere PMT-Typen aufweisen. Dass der HQE BA301 eine höhere Quanteneffizienz als der BA304 aufweist, deckt sich mit der Herstellerangabe. Die Ergebnisse der PMTs des Typs 01HA-MOD unterscheiden sich nahezu nicht voneinander und stimmen im Rahmen der Fehlerintervalle ebenfalls mit den Quanteneffizienzen einer anderen Arbeit überein[22] [6], was für die Gültigkeit der Messung spricht. Unerklärlich bleibt jedoch, dass bei allen Messungen ein scharfes Maximum bei einer Wellenlänge von 364 nm vorgefunden werden kann. Indizien hierfür können Ungenauigkeiten im Versuchsaufbau, eine fehlerbehaftete Messung der Quanteneffizienz der Diode, oder Materialeigenschaften der PMTs darstellen. Das Hauptproblem in dieser Messreihe besteht jedoch darin, der Sättigung des PMTs entgegenzuwirken, welche ab einer Intensität von 10 $\frac{\mathrm{nA}}{\mathrm{cm}^2}$ auf der Photokathodenfläche einsetzt. Hierzu mussten zunächst die Spalte am Monochromator auf einen ausreichend geringen Durchlass justiert werden, um hohe Intensitäten zu vermeiden. Werden diese jedoch zu klein eingestellt, können Beugungseffekte auftreten und sich die entstehenden Interferenzmuster auf das Messergebnis auswirken. Weiterhin kann der PMT in größerer Entfernung platziert werden, um die Fläche des Lichtstrahls zu erweitern, was wiederum die parallele Ausrichtung auf das Zentrum der Photokathode erschwert, so dass der Strahl gegebenenfalls nicht rechtwinklig auf den PMT trifft.

[22] Ein Vergleich der Messungen von Raffaela Busse, im Rahmen ihrer Masterarbeit, bezüglich ermittelten Quanteneffizienzen ist in Abb. 6.0.4 im Anhang vorzufinden. In dieser werden PMTs des Typs Hamamastu R12199-02 untersucht, in denen die gleiche Photokathode wie beim 01HA-MOD verwendet wird.

4.2 Kalibrierung

Ziel der nachfolgenden Kalibrierung ist es, eine Beziehung zwischen angesetzter **Trigger-Schwelle** und der mittleren Photoelektronzahl herzuleiten, da diese in Kapitel 4.3 (Dunkelrate) von Bedeutung ist. Chronologisch erfolgt die Dunkelraten-Messung vor dieser Kalibrierung, wird jedoch der Übersichtlichkeit halber zuerst betrachtet. Der Messaufbau hierzu ist in Abb. 4.2.1 dargestellt:

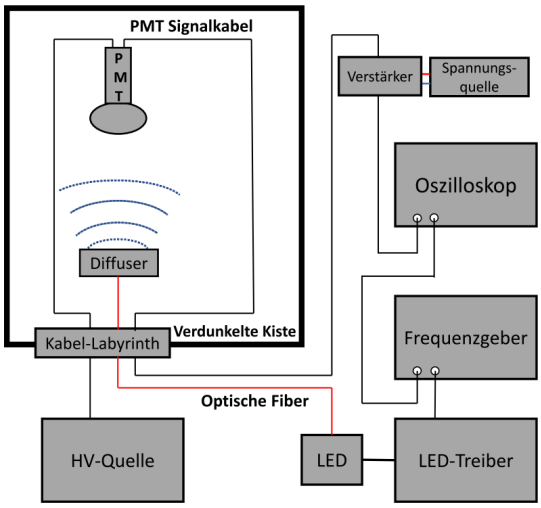


ABBILDUNG 4.2.1: Experimenteller Aufbau der Kalibrierung.

In der verdunkelten Aluminiumkiste befindet sich der zu vermessende PMT (mit einer Betriebsspannung von $-1000\,\mathrm{V}$)[23] und ein optischer Lichtleiter mit Diffuser, um homogenes Licht zu gewährleisten. Der Lichtleiter wird von einer gepulsten Diode[24](LED) versorgt, welche wiederum von einem Frequenzgenerator[25] betrieben wird. Dieser sendet $16\,\mathrm{ns}$ breite Rechteckpulse mit einer Frequenz von $50\,\mathrm{kHz}$ an die Diode und ein Oszilloskop[26], in welches ebenfalls das PMT-Signalkabel nach Verstärkung eingeführt ist. Es sei vorweggenommen, dass dasselbe Signalkabel und derselbe Verstärker[27] der Dunkelraten-Messung verwendet werden muss, da diese Kalibration der Umrechnung einer dort angesetzten Trigger-Schwelle (mV) in Photoelektronen dient. Der verwendete Verstärker weist laut Hersteller eine Signalverstärkung von 10 auf, welcher das negative PMT Signal zudem invertiert. Um das Messsignal des PMTs im Oszilloskop zu erhalten, wird auf die Flanke des Rechteckpulses **getriggert**, so dass Signale nur dann vermessen werden, wenn der PMT von Licht bestrahlt wird.
Diese Kalibrierung besteht aus zwei Teilmessungen, wobei die erste eine Beziehung zwischen gemessener Ladung und Photoelektronen-Anzahl herzustellen hat, während letztere, unter Verwendung dieser, einen Zusammenhang zwischen Trigger-Schwelle und Photoelektronen erzeugt.

In der anfänglichen Teilmessung wird ein Ladungshistogramm aufgenommen: Hierzu wird um den Zeit-Bereich des Hauptpulses ein fester Bereich eingestellt (Gate), in welchem Signale vermessen werden. So wird vermieden, dass frühe oder verspätete Pulse (Kapitel 3.7) mit in die Statistik eingehen. Da der zeitliche Versatz der Pulse [ns] in Verbindung mit der Pulshöhe [mV] angezeigt wird, muss die Fläche mit der jeweilig absoluten Häufigkeit aufgenommen werden.[28] Das entstehende Histogramm wird unter den Annahmen beruhend auf Kapitel 3.2 ausgewertet, so dass der Ladungs-Versatz Q_1 zwischen 0- und 1 pe-Peak, und die Ladung des Pedestals Q_0 ermittelt werden kann. Hierzu wird nach Gleichung (3.2.1) ein Fit angesetzt, der die Positionen der pe-Peaks bestimmt, wobei die Überlagerung dieser den

[23] HV-Quelle: Iseg NHQ 226L
[24] PicoQuant PLS-8-2-719. Mit zugehörigem Treiber PicoQuant PDL 800-B
[25] Rigol LXI DG1032Z
[26] Teledyne LeCroy WaveRunner 640Zi
[27] Mini-Circults ZX60-43-S+
[28] In Verrechnung mit dem Kopplungswiderstand ($50\,\Omega$), um das Signalkabel verlustfrei anzuschließen, wird die Ladung [C] hergeleitet.

Messdaten entspricht. Dies ist in Abb. 4.2.2 veranschaulicht; dabei wird die aufgenommene Ladung anhand des Fits ebenfalls in pe angegeben.[29] Die aus dem Graphen bzw. Fit erhobenen Größen für Q_0 und Q_1 sind in Tabelle 4.2.1 aufgelistet.

TABELLE 4.2.1: Ladungen von Q_0 und Q_1, bestimmt über den beschriebenen Fit.

PMT	BA301		BA304	
Ladungen [C]	$Q_0 = -6{,}8 \cdot 10^{-13}$	$Q_1 = 1{,}1 \cdot 10^{-11}$	$Q_0 = -8{,}5 \cdot 10^{-13}$	$Q_1 = 9{,}0 \cdot 10^{-12}$
Unsicherheit [C]	$4{,}1 \cdot 10^{-16}$	$3{,}1 \cdot 10^{-14}$	$3{,}9 \cdot 10^{-16}$	$1{,}8 \cdot 10^{-14}$

So können mittels der Umrechnung $\mathrm{PE} = \frac{Q-Q_0}{Q_1}$ die Anzahl der Photoelektronen aus Ladungen Q bestimmt werden.

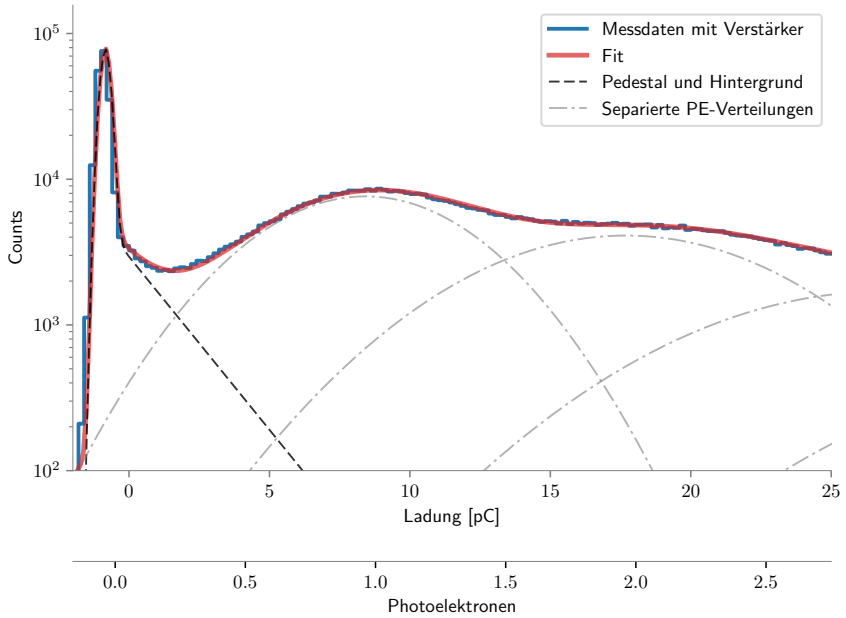


ABBILDUNG 4.2.2: Fit des SPE-Spektrums (BA304): Absolute Häufigkeit (Counts) aufgetragen gegen die jeweilig vermessenen Ladungen umgerechnet in die Anzahl der Photoelektronen. Die Messdaten (blau) werden so gefittet (rot), dass die einzelnen pe-Peaks erkennbar sind. Dem 0 pe-Peak ist die Gauß-Verteilung, wobei die Position des Maximums Q_0 bestimmt, des Rauschens und der exponentielle Abklang von Hintergrundprozessen nach dem ersten Term aus Gleichung (3.2.1) zu entnehmen.

In der zweiten Teilmessung wird eine analoge Messung durchgeführt mit dem Unterschied, dass das (nach Triggern auf der Diode) resultierende PMT-Signal erst ab bestimmten Schwellwerten [mV] vermessen wird. Hierzu wird ein zusätzlicher (bedingter) Trigger eingestellt, der die PMT-Pulse erst ab einer voreingestellten Signalstärke passieren lässt. So kann unter Verwendung der ersten Messung eine Verbindung zwischen Trigger-Schwelle in mV und Photoelektronen hergestellt werden. Hierzu werden erneut Ladungshistogramme aufgenommen, mit bedingten Trigger-Schwellen von $20\,\mathrm{mV}$ bis $280\,\mathrm{mV}$. Die charakteristische Form der Signalanteile vor justiertem Schwellwert, wird konventionell als "**Cutoff**" bezeichnet.

[29] Das Auswertungsskript "SPE-Fitter" wurde von Martin Unland verfasst und gibt u.a. die Umrechnung von Ladung in Photoelektronen, den Gain, die Anzahl von pe-Peaks und die mittlere pe-Zahl an.

In Abb. 4.2.3 ist veranschaulicht, wie die Ladung aus einer Triggermessung (am Beispiel von 160 mV) bestimmt wird: Der Cut-off repräsentiert die linke Flanke, wobei der Teil rechts des Maximums dem in Abb. 4.2.2 gezeigten Histogramm entspricht. Hierzu wird ein linearer Fit auf der zu betrachtenden Flanke erstellt, in dem die Messdaten zwischen 10% und 90% des Maximums liegen. Jener Abzissenpunkt, an welchem der Wert 50% des Maximums im Fit annimmt, ergibt die jeweilig definierte Ladung der Trigger-Schwelle. Die erhaltene Ladung wird in Photoelektronen umgerechnet, so dass der lineare Zusammenhang zwischen Photoelektronen und Trigger-Schwelle entsteht (Abb. 4.2.4).

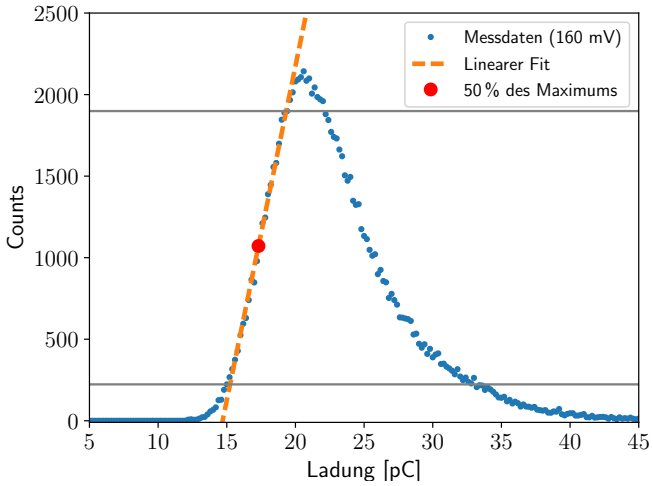


ABBILDUNG 4.2.3: Anwendung des numerischen Fits zur Bestimmung der Ladung in Bezug zur Trigger-Schwelle.

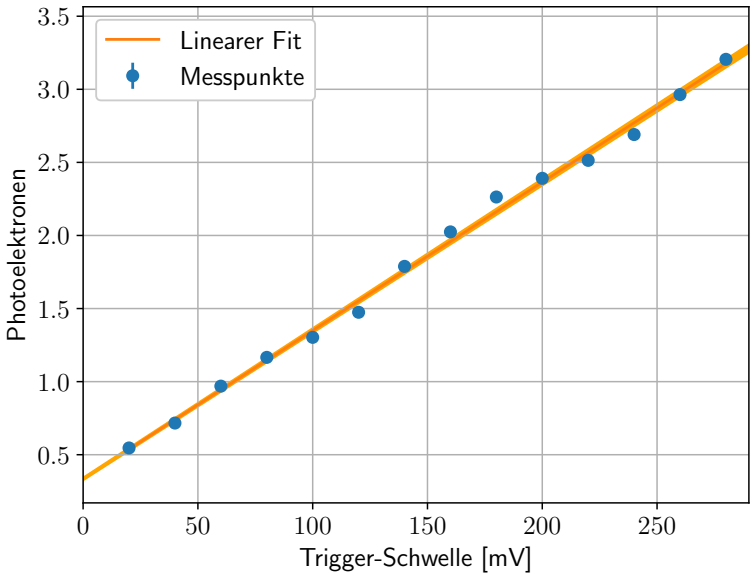


ABBILDUNG 4.2.4: Zusammenhang zwischen Photoelektronen und angesetzter Trigger-Schwelle: Messdaten mit geringfügigen Fehlern (blau) und linearem Fit mit Fehlerintervall (orange).

Aus dem Graphen ist eine kontinuierliche sinusförmige Schwankung der Messpunkte entlang der Geraden zu vernehmen. Dies ist möglicherweise auf eine schwankende Baseline[30] zurückzuführen, die im Mittel einen geringen Einfluss auf die Genauigkeit des Fits ausübt.

[30] Das Rauschen befindet sich auf Grund einer Oszilloskop-Eigenschaft in den Einzelmessungen auf leicht versetzten Niveaus, jedoch ist die absolute Trigger-Schwelle nicht davon beeinflusst. Die Schwankung der Baseline, also dem Nullpunkt des Rauschens, ist somit für die verschobenen Datenpunkte verantwortlich.

Aus den linearen Fits dieser Kalibrierung werden die folgenden Beziehungen gewonnen:

$$\begin{aligned}\text{BA304: PE} &= (1015 \pm 7)10^{-5}\left[\frac{\text{pe}}{\text{mV}}\right] \cdot \text{Trigger-Schwelle } + (334 \pm 9)10^{-3}[\text{pe}],\\ \text{BA301: PE } &= (629 \pm 8)10^{-5}\left[\frac{\text{pe}}{\text{mV}}\right] \cdot \text{Trigger-Schwelle } + (346 \pm 13)10^{-3}[\text{pe}]. \quad (4.2.1)\end{aligned}$$

Zwar gibt diese Kalibrierung einen Zusammenhang zwischen Trigger-Schwelle und Photoelektronen an, doch in Betracht des physikalischen Hintergrunds ist diese nicht ordnungsgemäß. Dies beruht u.a. auf der Tatsache, dass die zum Trigger gehörige Ladung bzw. daraus resultierende pe-Zahl im Bereich $< 1\,\text{pe}$ falsch bestimmt wird.

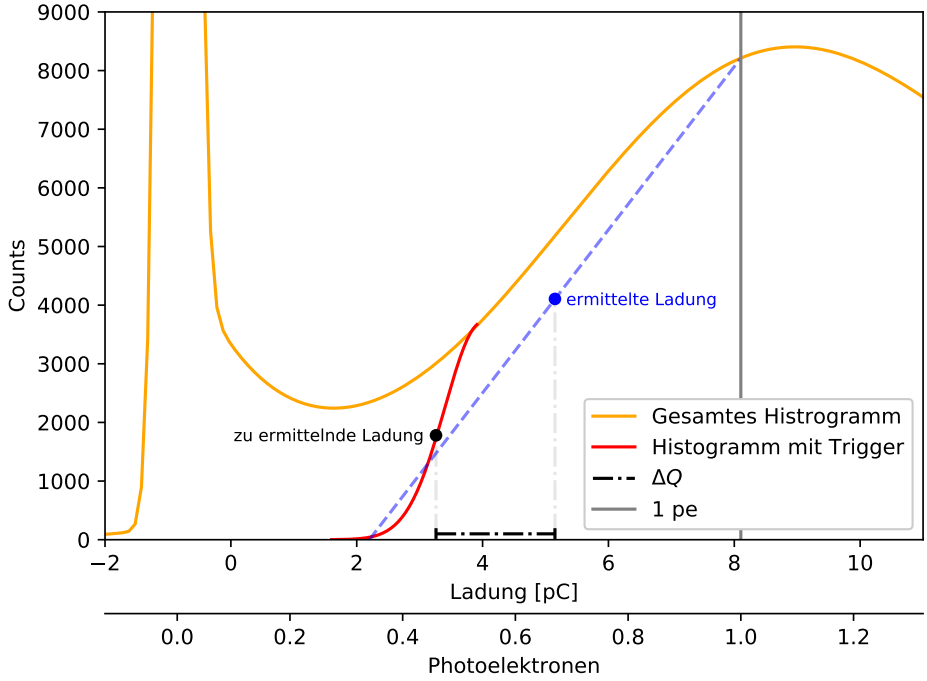


ABBILDUNG 4.2.5: Veranschaulichung der Fehlbestimmung der zum Trigger $< 1\,\text{pe}$ gehöriger Ladungen: Das Histogramm (gelb) entspricht dem Fit aus Abb. 4.2.2. Das fehlerhaft angewendete Verfahren (blau) wird dem theoretisch korrekten (schwarz) entgegengestellt.

Abb. 4.2.5 zeigt das angewendete und theoretisch korrekte Verfahren zur Bestimmung der Ladung aus den jeweilig angesetzten Trigger-Schwellen. Analog zu Abb. 4.2.3 müsste das Maximum (welches den Fit-Bereich definiert) über die Cutoff-Position definiert sein, um die korrekte Ladung Q zu erhalten. Der Cutoff ist in der Veranschaulichung als rot dargestellt, wobei ein Fit mit zugehöriger Ladung (schwarz) wie zuvor beschrieben angesetzt wird. Anstelle dessen wird das Maximum des 1 pe-Peaks verwendet, was dazu führt, dass eine unzutreffende Ladung bestimmt wird (blau dargestellt). Hieraus entsteht eine Ladungsdifferenz ΔQ, welche letztlich die Datenpunkte in Abb. 4.2.4 auf der Ordinate zu höheren pe-Leveln verschiebt.
Weiterhin sei vorweggenommen, dass in der nachfolgenden Vermessung der Dunkelraten eine Trigger-Schwelle von $8\,\text{mV}$ verwendet wird und somit nicht im kalibrierten Bereich vorliegt. Die niedrige Trigger-Schwelle der Dunkelraten-Messung konnte in diesem Aufbau aufgrund von stärkerem Rauschen nicht erreicht werden und es werden große Trigger-Schwellen justiert, um den Fit (Abb. 4.2.3) bei Ladungen $> 1\,\text{pe}$ (vgl. Abb. 4.2.5) durchzuführen.

Aus gegebenen Tatsachen wird die Folgerung gezogen, dass es sich hierbei um eine konservative Abschätzung handelt und das pe-Niveau somit tendenziell zu hoch angegeben wird. Nichtsdestotrotz muss diese fehlerbehaftete Kalibrierung verwendet werden, mit der Begründung, dass der für die Dunkelraten verwendete Verstärker kurz nach dieser Messreihe beschädigt wurde und nicht für weitere Messungen verwendet werden konnte. Dies hätte zur Folge, dass die Dunkelraten-Messung mit zugehöriger Kalibrierung erneut erfolgen müsste, was im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht geleistet werden kann. Hierbei wird auf Kapitel 4.6.1 verwiesen, in dem, aus gegebenem Grund, eine gültige Kalibrierung zur Herleitung der gleichen Beziehung durchgeführt wird.

4.3 Dunkelrate

Da nach den Ausführungen in Kapitel 3.4 die Temperatur die größte Veränderung der Dunkelrate hervorruft und die PMTs im Gletschereis des Südpols verwendet werden sollen, erfolgt die Vermessung dieser Charakteristik in einer Temperaturkammer. Um die Dunkelrate der PMTs in Abhängigkeit der Temperatur zu messen, wird der in Abb. 4.3.1 skizzierte Versuchsaufbau verwendet:

In der Temperaturkammer[31] befindet sich eine Aluminiumkiste welche den zu vermessenden PMT, mit einer gegen Rauschen abgeschirmten Base, einen Temperatursensor[32] und Silikon-Perlen gegen Feuchtigkeit beinhaltet. Die Hochspannungsversorgung ($-1000\,\mathrm{V}$), das Signalkabel und der Anschluss des Temperatursensors[33] werden von außen zugeführt. Aufgrund der geringen Output-Signalleistung ist zwischen dem Oszilloskop[34] und dem PMT ein Verstärker mit externer Stromversorgung ($5\,\mathrm{V}$) zwischengeschaltet. Der Verstärker befindet sich außerhalb der Temperaturkammer, um temperaturbedingte Schwankungen zu vermeiden.

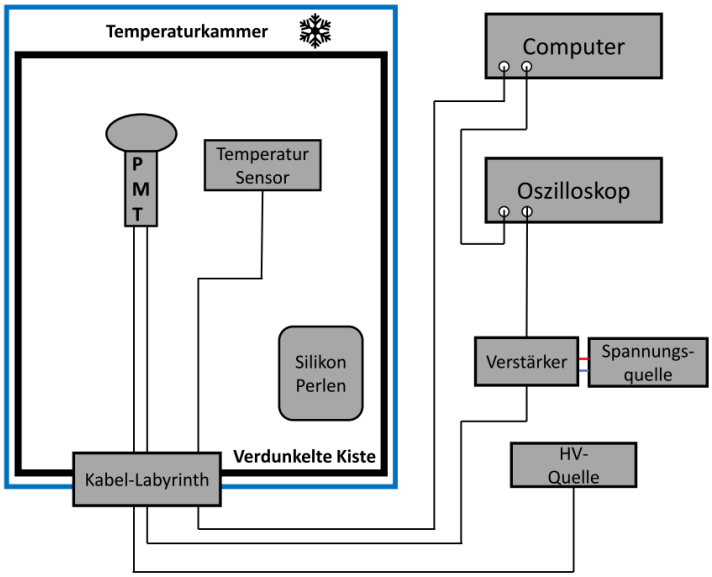


ABBILDUNG 4.3.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Dunkelrate.

Nach Kapitel 3.4 sind Restgasatome in einem PMT nach Aussetzung von Umgebungslicht zunächst angeregt. Durch Abregung der Atome auf stabile Energieniveaus über Photonen entstehen Pulse, die eine hohe Dunkelrate zur Folge haben. Demnach muss vor Messbeginn eine Wartezeit von mindestens 15 Stunden eingehalten werden, bis die kontinuierliche Abregung über Photonen abgeklungen ist.
Zunächst wird eine Stabilitätsmessung durchgeführt, um zu überprüfen, ob die Dunkelrate weiterhin abnimmt oder zeitlich konstant ist, so dass die Messung erfolgen kann. Ist dieses Kriterium erfüllt, wird die Temperaturkammer auf $-55\,^{\circ}\mathrm{C}$ abgekühlt und anschließend abgestellt. Während sich das Innere der Kammer daraufhin wieder langsam erwärmt, wird jedes Signal über einer Trigger-Schwelle nah über dem Rauschen ($8\,\mathrm{mV}$) mit der jeweiligen Temperatur betrachtet. Diese Schwelle entspricht nach Gleichung (4.2.1) $(0{,}397 \pm 0{,}013)\,\mathrm{pe}$ für den BA301 bzw. $(0{,}415 \pm 0{,}009)\,\mathrm{pe}$ für den BA304. An dieser Stelle ist zu vermerken, dass dies eine konservative Abschätzung darstellt und die reale pe-Schwelle niedriger liegt als angegeben.

In der Messung wird die Anzahl der Signalpulse (über der Trigger-Schwelle) in einem Zeitbereich von 2 bis $3\,\mathrm{s}$ aufgenommen, so dass eine Rate für eine annähernd konstante Temperatur

[31] CTS C-70/350
[32] Phidgets 1124
[33] PhidgetInterfaceKit 8/8/8 (P/N 1018)
[34] PicoScope 6406C

bestimmt werden kann. Eine weitere Kenngröße der Messung ist, dass die Totzeit $1\,\mu\mathrm{s}$ entspricht. Eine Totzeit entsteht aus dem angewandten Messverfahren, da Trigger-Events gezählt werden, anstelle einer Betrachtung der Wellenformen; hierdurch können einige Pulse nicht vermessen werden. Die aus dem beschriebenen Verfahren erhobenen Daten sind in Abb. 4.3.2 veranschaulicht.

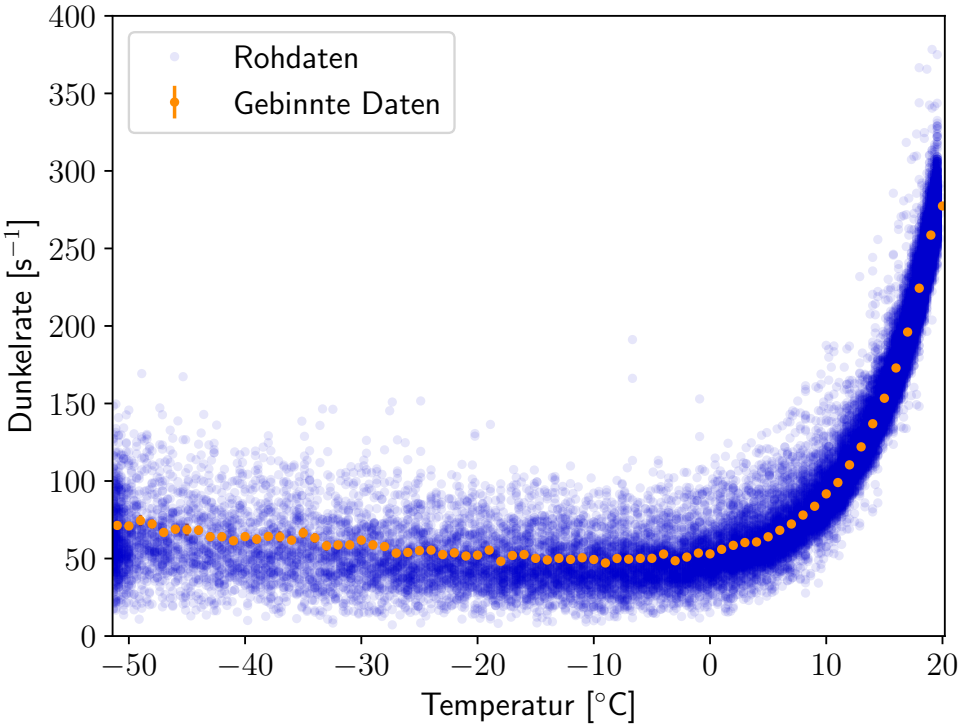


ABBILDUNG 4.3.2: Erhobene Daten aus der Dunkelraten Messung (BA304): Rohdaten (blau) im Vergleich mit den gebinnten Daten (orange) aufgetragen nach Temperaturverlauf.

Die Daten wurden so angepasst, dass die Dunkelraten in $1\,^\circ\mathrm{C}$-Intervallen gebinnt sind, wobei der Standard-Fehler verwendet wird. Weiterhin werden starke Ausschläge von bspw. $2000\,\mathrm{s}^{-1}$, welche durch Rauschen und externe Störquellen zu Stande kommen, aussortiert[35]. Zunächst fällt ein starker Abfall der Dunkelrate im Vergleich von Raumtemperatur zu negativen Temperaturen auf: Nach Kapitel 3.4 dominiert in diesen Temperaturen die thermische Emission, welche durch ihre exponentielle Temperaturabhängigkeit zu niedrigen Temperaturen rapide abnimmt. Dem Graphen ist zu entnehmen, dass bei Temperaturen unter $0\,^\circ\mathrm{C}$ Dunkelraten $< 100\,\mathrm{s}^{-1}$ auftreten. Bei $-35\,^\circ\mathrm{C}$, was der mittleren Betriebstemperatur von IceCube entspricht, treten Dunkelraten von $(66{,}5 \pm 3{,}5)\,\frac{1}{\mathrm{s}}$ (BA304) bzw. $(51{,}8 \pm 2{,}2)\,\frac{1}{\mathrm{s}}$ (BA301) auf. Zu tieferen Temperaturen hingehend ist wiederum festzustellen, dass die Dunkelrate leicht zunimmt. Hierzu folgende Gründe: Ersterer ist, dass sogenannte Elektronenfallen, welche Elektronen emittieren oder rekombinieren, mit sinkender Temperatur effektiver werden und so durch mehr Signale das Multipliersystem verlassen [13]. Der zweite Grund beruht auf der Tatsache, dass im äußeren Glas radioaktive Isotope wie bspw. $^{40}\mathrm{K}$ enthalten sind, welche dauerhaft radioaktiv zerfallen. Mit abnehmender Temperatur steigt die Wahrscheinlichkeit

[35] Hierzu wird in einer Schleife der Durchschnitt der vorherigen und nachfolgenden zehn Datenpunkte gebildet und mit dem betrachteten Datenpunkt verglichen: Ist dieser um Faktor 2.5 größer wird dieser aussortiert.

für die Abregung der Isotope über Photonen, also Szintillation, da die Abregung über Phononen in den verbotenen Energiebereich verschoben wird [14]. Letztlich existieren Messungen, die belegen, dass andere Charakteristika wie Quanteneffizienz und Gain ebenfalls temperaturabhängig sind [15].

Nur eine Messung ohne Rauschen, bei der kein Trigger verwendet wird (demnach eine Messung bei einer Trigger-Schwelle von 0 pe), könnte eine exakte Dunkelrate liefern. Da dies jedoch, aufgrund der Existenz von elektronischem Rauschen, nicht zu verwirklichen ist, ist es relevant das Trigger-Level in pe anzugeben. Bei Messungen mit Trigger-Schwelle werden zu niedrige Signale vernachlässigt. Zwar wird somit das Rauschen unterdrückt, jedoch gehen echte Pulse mit niedrigen Amplituden infolgedessen nicht in die Statistik mit ein. Wird der 1 pe-Peak der Kalibrierung betrachtet und identifiziert die angesetzte Trigger-Schwelle, so wird deutlich, welcher Anteil der Dunkelrate nicht vermessen wird.

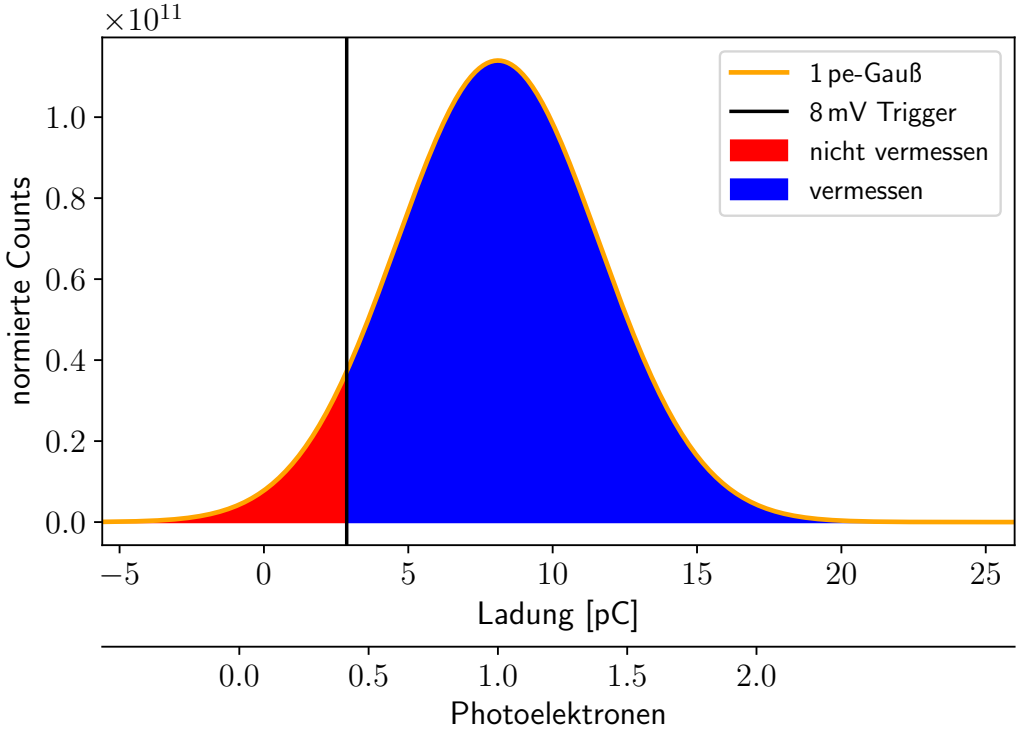


ABBILDUNG 4.3.3: Illustration bezüglich der Trigger-Schwelle hinsichtlich der Dunkelraten-Messung. Die rote Fläche stellt den nicht vermessenen Anteil des 1 pe-Peaks dar.

Dies ist in Abb. 4.3.3 farblich gekennzeichnet, wobei die Fläche unter der normierten Gauß-Funktion 1 ergibt. Dennoch sollte diese Kenntnis nicht irrtümlich mit einer Korrektur verwechselt werden, da die exponentielle Abnahme des Pedestals (vgl. Gleichung (3.2.1)) ebenfalls in diesen Bereich eingeht. Weiterhin ist die Position und der Ausschlag des Pedestals stark versuchsaufbauabhängig, wodurch lediglich das Trigger-Level in pe angegeben wird, anstelle einer auf 0 pe korrigierten Dunkelrate.

4.4 Gain

Zur Bestimmung des Gains (Kapitel 3.5) wird derselbe Versuchsaufbau wie zur Kalibrierung verwendet (vgl. Abb. 4.2.1), mit Ausnahme des zwischengeschalteten Verstärkers. Es wird lediglich auf den Puls der Diode getriggert und die Gesamtzahl der auftretenden Ladungen in Histogrammen erfasst.

Um Spannungsabhängigkeiten zu untersuchen, wird der Gain mit Betriebsspannungen von -1400 bis $-900\,\mathrm{V}$ aufwärts in $100\,\mathrm{V}$ Schritten vermessen. Hierbei ist wichtig, dass die jeweiligen Messungen mit einer geringen Lichtintensität ($\sim\ 0{,}3\,\mathrm{pe}$) der gepulsten Diode verlaufen, um den 1 pe-Peak scharf zu vermessen, so dass ein präziser Fit erfolgen kann. Im Oszilloskop wird ein Histogramm um den Bereich des Hauptpulses erstellt, welches die Ladung Q mit ihrer absoluten Häufigkeit zusammenträgt (vgl. Kapitel 4.2). Der Gain wird nach Kapitel 3.5 über die Differenz Q_1 zwischen Pedestal- und 1 pe Peak-Position berechnet und wächst mit höheren Spannungen (Gleichung (3.5.2)). Um die Verschiebung der pe-Peaks (pe > 0) in Bezug auf die Ladung zu verdeutlichen, sind in Abb. 4.4.1 einige resultierende Histogramme für unterschiedliche Betriebsspannungen dargestellt. Da das PMT-Signal negativ ist, entsteht durch Integration im Oszilloskop ebenso eine negative Ladung im Gegensatz zu Kapitel 4.2.

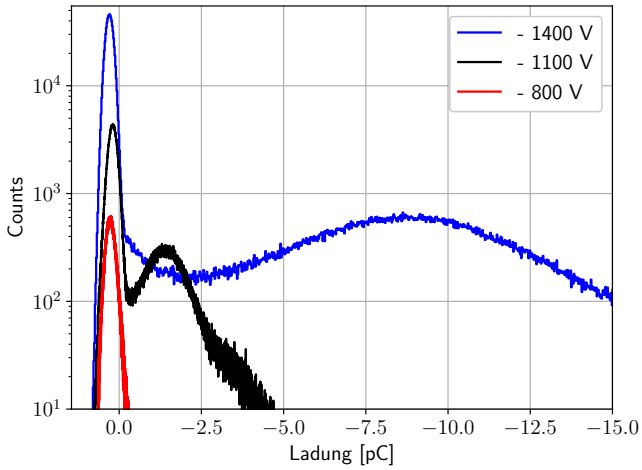


ABBILDUNG 4.4.1: Vergleich von drei aufgenommenen Ladungshistogrammen bei unterschiedlichen Betriebsspannungen (BA301).

Um die entstehenden Gains ermitteln zu können, wird analog zu Kapitel 4.2 ein Fit angesetzt, um die Ladungsdifferenz Q_1 zwischen den jeweiligen 0 und 1 pe-Peakpositionen zu bestimmen. Dies ist in Abb. 4.4.2 beispielhaft veranschaulicht, wobei der Gain unmittelbar über $G_{\text{Pulse}} = \frac{Q_1}{e}$ berechnet wird. Die exakten Werte, die aus den 12 Teilmessungen erhoben wurden, sind in Tabelle 6.0.1 im Anhang zusammengefasst.

Die Messergebnisse werden folgend in zwei Darstellungen präsentiert: logarithmisch (Abb. 4.3(a)) und doppelt logarithmisch (Abb. 4.3(b)). Hierbei dient Erstere lediglich zur Übersicht und Letztere soll den Zusammenhang $G = \delta^n = (KV_D)^n$ (Gleichung (3.5.1)) verdeutlichen, so dass sich in dieser Auftragung eine Gerade ergibt. Hierbei steht δ für die Verstärkung der einzelnen Dynoden, V_D für die Potentialdifferenz der Dynoden und K für einen Proportionalitätsfaktor.

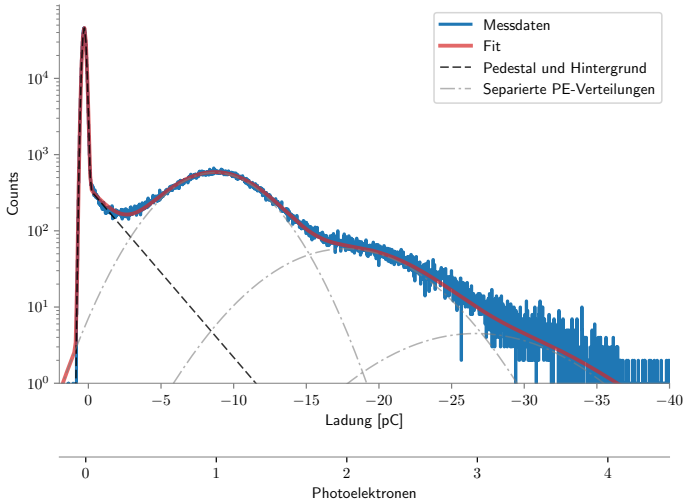
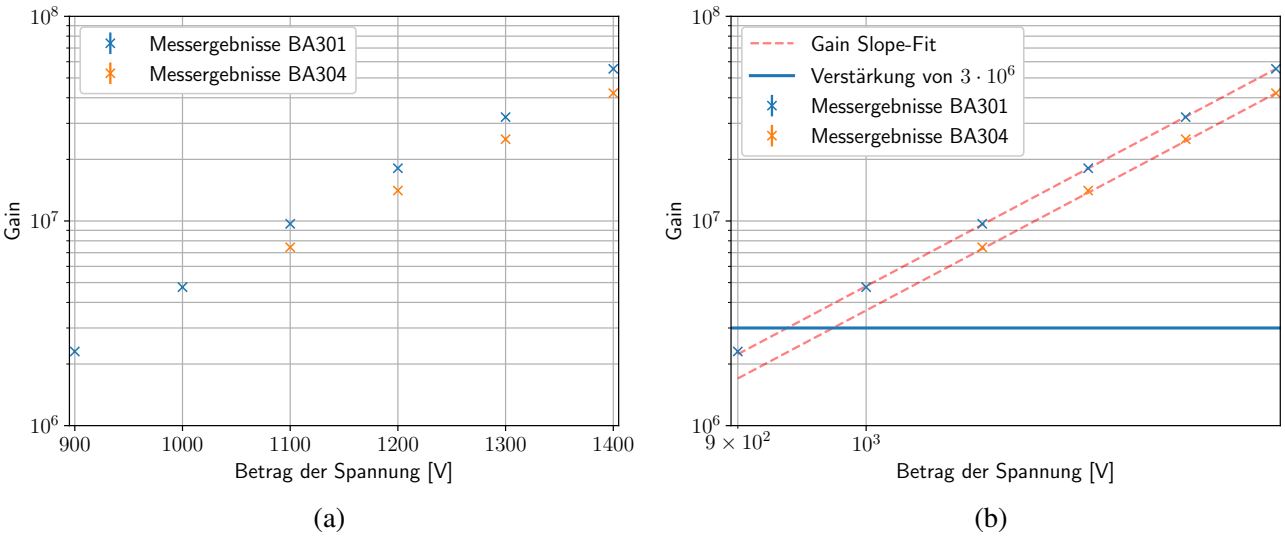


ABBILDUNG 4.4.2: Exemplarischer Fit des SPE-Spektrums des BA301 mit einer Versorgungsspannung von $-1400\,\mathrm{V}$ und Lichtintensität $\sim 0{,}3\,\mathrm{pe}$.



(a) (b)

ABBILDUNG 4.4.3: Messergebnisse Gain-Charakterisierung in Abhängigkeit der Betriebsspannung: logarithmische Auftragung der Messergebnisse (a) und doppelt logarithmische Auftragung zur Bestimmung der Spannung eines Gains von $3 \cdot 10^6$ (b). Die Messpunkte bei Betriebsspannungen von $-900\,\mathrm{V}$ und $-1000\,\mathrm{V}$ konnten aufgrund der geringen Bestrahlungsintensität beim BA304 nicht bestimmt werden.

Den Ergebnissen der Gain-Charakterisierung ist zunächst zu entnehmen, dass der PMT der Seriennummer BA301 eine um etwa 23 % höhere Verstärkung durch das Multiplier-System aufweist.

Der Hersteller gibt hierbei jene Betriebsspannung an, bei welcher der PMT eine Verstärkung von $3 \cdot 10^6$ aufweist. Um die geforderte Spannung zu bestimmen, wird an die Messpunkte aus Abb. 4.3(b) die Funktion $G = \delta^n = (KV_D)^n$ gefittet, mit welcher der Schnittpunkt bestimmt wird.[36] Hieraus präsentieren sich Spannungen von $(937 \pm 9)\,\mathrm{V}$ (BA301) und $(973 \pm 11)\,\mathrm{V}$ (BA304), wobei laut Hersteller Spannungen von $990\,\mathrm{V}$ bzw. $1020\,\mathrm{V}$ auftreten. Im Vergleich ergeben sich Faktoren von $0,946 \pm 0,009$ und $0,954 \pm 0,011$. Eine Tatsache ist, dass der Hersteller im Strom-Modus misst, wobei die Sammeleffizienz (> 0,9) mit einbezogen wird (siehe Gleichung (3.5.1) im Gegensatz zum angesetzten Fit), wodurch der Gain ein geringeres Ergebnis vorweist. Die Tendenz, dass der BA301 eine höhere Verstärkung aufweist, deckt sich ebenfalls mit der Herstellerangabe.

Eine Problemstellung dieser Messreihe entsteht bei Verwendung von geringen Betriebsspannungen im Vergleich zum Maximalwert: Um den Gain erfolgreich bei hohen Spannungen vermessen bzw. nach Kapitel 3.2/3.5 auswerten zu können, darf die Lichtintensität nicht zu hoch justiert sein, weshalb eine mittlere Bestrahlung von $\sim 0{,}3\,\mathrm{pe}$ gewählt wird. Wird die Spannung jedoch herunter gesetzt (die Lichtintensität bleibt konstant), werden die PMT-Pulse im Extremfall so gering, dass der 1 pe-Peak nicht vom Rauschen trennbar ist und somit nicht exakt bestimmbar ist (vgl. Abb. 4.4.1 bei $-800\,\mathrm{V}$). Dies führt zu nicht ermittelbaren Gains, was den Messpunkten für $-900\,\mathrm{V}$ und $-1000\,\mathrm{V}$ (BA304) zu entnehmen ist.

[36] Der Fit wird in Python mit dem Paket scipy.optimize (curve-fit) durchgeführt, wobei die Fehler $\Delta V = \sqrt[n]{\frac{3 \cdot 10^6}{k^n}}$ über das Paket uncertainties bestimmt werden.

4.5 Transit-Time-Spread

Um die Streuung der Signallaufzeit bestimmen zu können, wird derselbe Versuchsaufbau aus Kapitel 4.4 und eine Betrahlungsintensität $\sim 0{,}3\,\mathrm{pe}$ verwendet. Jedoch werden anstelle der Fläche (demnach anstelle der Ladung) im voreingestellten Bereich um den Hauptpuls jene Zeiten gemessen, zu denen ankommende Signalpulse eine Amplituden-Schwelle nahe dem Rauschen überschreiten.[37] Die exakte Angabe dieses Schwellwerts ist im Rahmen dieser Teilmessung irrelevant, da die Signalstärke des zu betrachtenden Pulses bedeutend höher ist als dieser und lediglich zur Herausfilterung des Rauschens dient. Der Hauptpuls tritt mit bestimmter Wahrscheinlichkeit an versetzten Zeiten auf, wobei das entstehende Histogramm (Abb. 4.5.1) in seinem zeitlichen Bereich nach Kapitel 3.5 auszuwerten[38] ist.

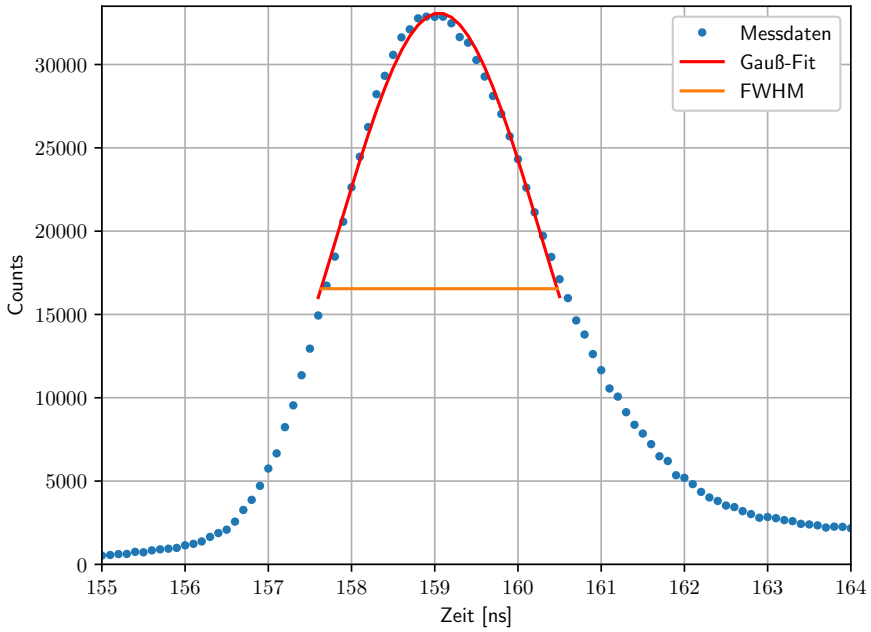


ABBILDUNG 4.5.1: Histogramm des Zeitversatzes zum Triggersignal im Bereich des Hauptsignalpulses (BA301): Die Anzahl der Pulse welche die voreingestellte Schwelle überschreiten sind gegen ihre jeweilige Zeit in blau aufgetragen. Der angesetzte Gauß-Fit (rot) wird mit die daraus entstehenden FWHM (orange) im Messbereich aufgetragen.

Die Darstellung erfolgt zur Übersicht in linearer Darstellung, obwohl dies meist logarithmisch veranschaulicht wird. Da in dieser Teilmessung jedoch lediglich der Hauptpuls betrachtet wird, wird auf Kapitel 4.6.1 verwiesen, in welchem eine logarithmische Darstellung eines größer vermessenen Zeitbereichs vorzufinden ist. Aus den Messdaten aus Abb. 4.5.1 könnte weiterhin die Transit-Time bestimmt werden, die sich als Peakposition niederschlägt. Diese ist jedoch durch den Versuchsaufbau stark verfälscht, wird u.a. durch die verwendeten Kabel zu höheren Zeiten verschoben und bestimmt somit nicht die Transitzeit der Photoelektronen im Multipliersystem, sondern für das gesamte Messsystem. Die Ergebnisse der über den Fit bestimmter TTS nach Gleichung (3.6.1) sind in Tabelle 4.5.1 aufgelistet.

[37] Diese Einstellung wird im Oszilloskop als "time@level"bezeichnet.
[38] Der Fit welcher ebenfalls den Fehler bestimmt, wird in Python mittels des Pakets scipy.optimize curve-fit durchgeführt.

TABELLE 4.5.1: Ergebnisse der TTS-Auswertung im Vergleich zu der Herstellerangabe: Angegeben als σ und FWHM mittels Gauß-Fits der Form $A \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\cdot\sigma^2}\right)$.

Parameter	Messergebnis		Herstellerangabe	
	BA301	BA304	BA301	BA304
σ [ns]	$1,205 \pm 0,013$	$1,241 \pm 0,013$	1,44	1,53
FWHM [ns]	$2,838 \pm 0,031$	$2,991 \pm 0,038$	3,40	3,60

Abb. 4.5.1 ist ebenfalls zu entnehmen, dass der Fit lediglich im oberen Bereich der Verteilung angesetzt wird, da der TT-Peak nur in diesem Bereich annähernd gaußförmig ist. Eine Variation des Fitbereichs ruft Abweichungen um bis zu $5{,}5\,\%$ hervor, welche jedoch nicht die angegebenen Ergebnisse des Herstellers beinhalten.

4.6 Afterpulsing

Der Hersteller charakterisiert das Afterpulsing (Kapitel 3.7) allgemein, indem die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von frühem Afterpulsing angegeben wird. In diesem Kapitel werden sowohl frühes, also auch spätes Afterpulsing separat betrachtet, wobei derselbe Versuchsaufbau wie aus Kapitel 4.5 verwendet wird. Die in den Messungen aufgenommenen Spektren stimmen in Betracht der diskutierten Zeitversätze für beide PMTs überein.

4.6.1 Frühes Afterpulsing

Um eine aussagekräftige Messung bezüglich frühen Afterpulsings zu erhalten, muss eine geringe Lichtintensität $< 0{,}1\,\mathrm{pe}$ verwendet werden. Über die Poisson-Verteilung der Pulse (Kapitel 3.1) geht somit hervor, dass 1 pe-Pulse mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 9,05% und pe Pulse höherer Ordnung mit weniger als 0,47% auftreten[39]. Treten i pe-Pulse ($i > 0$) auf, so wird in der Messung lediglich ein Wert (Überschreitung des Schwellwerts) für den Hauptpuls vermerkt. Die Wahrscheinlichkeit für frühes Afterpulsing nimmt durch weitere Photoelektronen jedoch zu. Daher wird eine fälschliche Gesamtwahrscheinlichkeit berechnet, falls mit einer mittleren Lichtintensität von z.B. $2\,\mathrm{pe}$ gemessen wird.[40]
Da die Messung bezüglich frühen Afterpulsings ebenfalls über die Einstellung "time@level" (vgl. Kapitel 4.5) verläuft, in der ein mV Schwellwert zur Aufnahme von Messpunkten angesetzt wird, gilt es zunächst eine Kalibrierung anzustellen. In dieser werden anstelle von Ladungs-Histogrammen sogenannte "Trends" für Ladung und Amplitude aufgenommen; das bedeutet, dass jegliche aufgenommene Messpunkte einzeln gespeichert werden.[41] Aus diesen können ebenfalls Histogramme angefertigt werden, jedoch lässt sich hieraus auch noch Weiteres -wie Amplitudenschwellen- berechnen. Über Invertierung gibt das Picoscope-Oszilloskop analog zum Verstärker (vgl. Kapitel 4.2) positive Spannungen aus, so dass die Ladungs-Histogramme mit zugehörigen Schwellwerten ebenfalls positiv dargestellt werden. Nach Messung der Ladungen wird zunächst die mittlere Anzahl von Photoelektronen bestimmt, um die exakte Wahrscheinlichkeit für i pe-Pulse ($i > 1$) mittels Gleichung (3.1.1) zu bestimmen. Hierzu wird ein Ladungshistogramm erstellt und mit der Funktion aus Gleichung (3.2.1) gefittet (vgl. Abb. 4.4.2), um μ zu bestimmen. Aus den Messungen ergibt sich eine mittlere Photoelektronzahl $\mu \sim (0{,}05 \pm 0{,}01)\,\mathrm{pe}$. Des Weiteren wird die Hauptladung

[39] Die 0 pe Pulse (Rauschen) werden in der Messung über einen Schwellwert herausgefiltert.
[40] Eine geringer Anteil an 1 pe-Pulsen hat jedoch zur Folge, dass wenige Pulse in die Statistik eingehen und eine Messung mit hinreichender Statistik somit mehrere Tage andauert.
[41] Histogramme speichern hingegen die Anzahl der für Datenpunkte auftretenden Koinzidenzen (vgl. Abb. 4.5.1).

des Pedestals Q_0 sowie der Abstand zum 1 pe-Peak Q_1 ermittelt, um die Ladung in Photoelektronen anzugeben (vgl. Kapitel 4.2). Folgende Darstellungen beruhen auf der Datenauswertung des BA301, wobei für den BA304 lediglich die resultierende Gleichung angegeben wird.

Zunächst wird aus den aufgenommenen Trends erneut eine Beziehung zwischen Amplitude und Photoelektronen hergestellt. Um die Messdaten zu veranschaulichen, ist in Abb. 4.6.1 zunächst das Prinzip dargestellt. Da die erhaltenen Dateien von Ladung und Amplitude dem selben Puls entstammen, kann in der Datenauswertung ein exakter Schwellwert ohne elektronische verursachte Ungenauigkeiten justiert werden. Hierzu werden aus dem gesamten Ladungshistogramm ohne Schwellwert jegliche Datenpunkte entfernt, soweit die Amplitude kleiner als ein eingestellter Wert ist. In der Abbildung werden Histogramme mit diversen Schwellwerten mit dem Ursprünglichen verglichen. So kann nicht nur ein Cuttoff (vgl Kapitel 4.2) für jegliche Schwellwert-Daten erkannt werden, sondern auch, dass diese sukzessiv in die ursprüngliche Form des Ladungshistogrammes für höhere Ladungen übergehen.

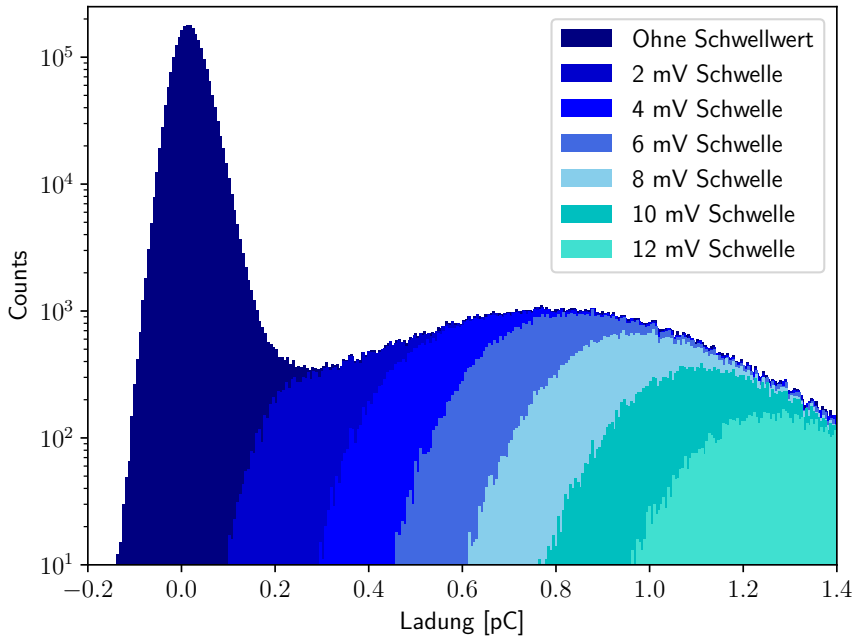


ABBILDUNG 4.6.1: Ladungshistogramme mit unterschiedlich eingestellten Amplituden-Schwellen bei einer Bestrahlungsintensität $\sim 0{,}3\,\mathrm{pe}$, beruhend auf der Datenauswertung des BA301.

Um aus diesen Daten eine Kalibrierung zu erstellen, werden die entstehenden Histogramme mit dem Ladungshistogramm ohne Schwellwert binweise ins Verhältnis gesetzt. Hierzu wird ein Faktor $F = \frac{C_T}{C_0}$, mit der Ladung ohne Trigger C_0 und Ladung mit eingestellter Schwelle C_T, berechnet. Es wird ein linearer Fit im Bereich $F = [0,2 - 0,8]$ angesetzt, wobei der Punkt, an dem der Fit $F = 0,5$ einnimmt, die Ladung der Trigger- Schwelle definiert. Abb. 4.6.2 zeigt einen exemplarischen Fit für eine Amplituden-Schwelle von $6\,\mathrm{mV}$.

Anschaulich erklärt bedeutet ein Faktor von eins, dass beide Ladungen übereinstimmen, während ein Faktor von null bedeutet, dass in der Schwellwertmessung keine Ladung C_T vorliegt, demnach in Abb. 4.6.1 den Schnittpunkt mit der Abszisse darstellt. Der Grafik (Abb. 4.6.2) ist ebenfalls zu entnehmen, weshalb der lineare Fit zwischen $F = [0,2 - 0,8]$ angesetzt wird: Im Bereich $0,8 < F < 1$ schmiegt sich der getriggerte Graph dem Ursprünglichen allmählich an und verkörpert den Bereich um das Maximum einer negativen Exponentialfunktion mit negativem Argument. Für $0 < F < 0,2$ klingen die Counts wiederum exponentiell gegen null ab, demnach den linken (nicht linearen) Anstieg einer Gaußverteilung.

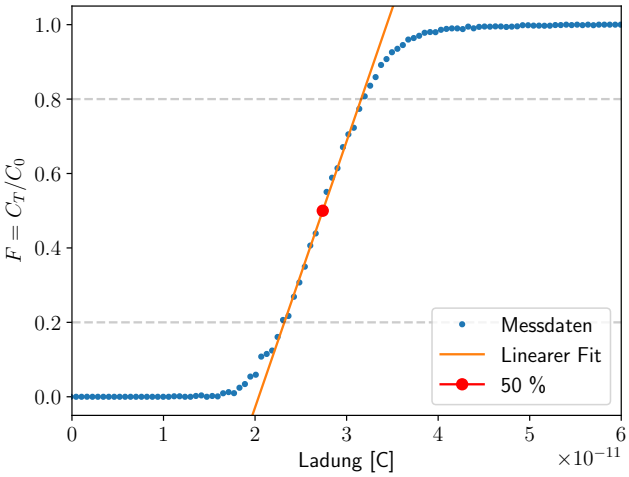
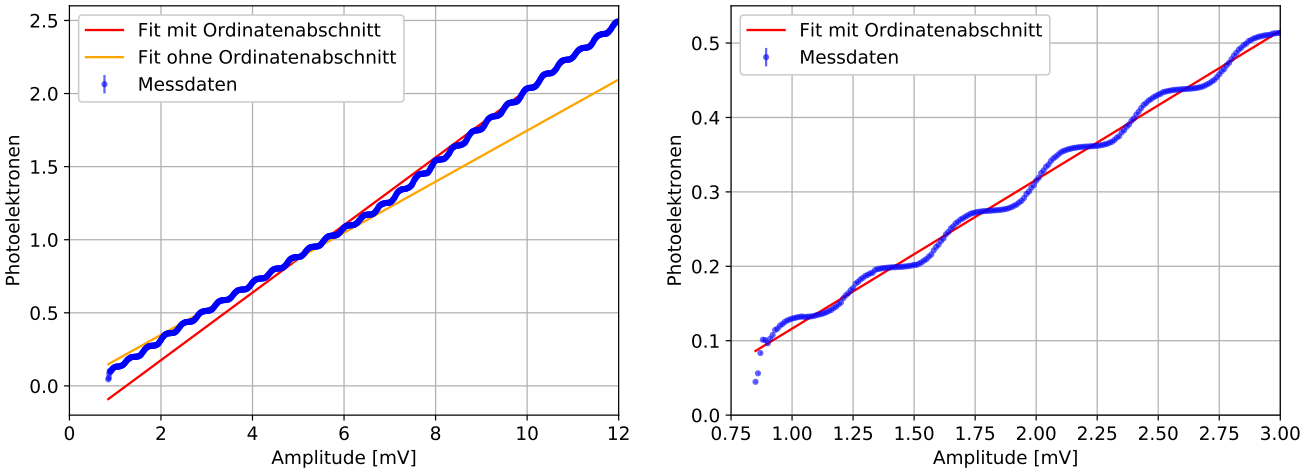


ABBILDUNG 4.6.2: Verfahren zur Bestimmung der Ladung zu einer bestimmten Amplitudenschwelle.

Das beschriebene Verfahren wurde auf diverse Amplitudenschwellen [mV] angewendet, wobei jeweils die Amplituden und Ladungen entsprechend Abb. 4.6.2 vermerkt werden. Im Vergleich zu Abb. 4.2.4 ist das gewählte Intervall geringer, doch in der nachfolgenden Messung der frühen Afterpulse wird im Gegensatz zu den Dunkelraten-Messungen kein Verstärker verwendet und daher eine Trigger-Schwelle $\sim 1\,\mathrm{mV}$ angesetzt. Abb. 4.6.1 ist bereits zu entnehmen, in welcher Größenordnung sich das zu wählende Intervall der Schwellwerte befindet. Die Ladungen Q werden entsprechend pe $= \frac{Q-Q_0}{Q_1}$ transformiert, wobei die Ergebnisse dieser Teilschritte in Abb. 4.6.3 vorzufinden sind.



(a) (b)

ABBILDUNG 4.6.3: Ergebnisse der, aus dem in Abb. 4.6.2 gezeigten Verfahren, resultierenden Datenpunkte (blau), wobei die Ordinate anstelle der Ladung in pe angegeben und gegen die eingestellte Amplituden-Schwelle [mV] aufgetragen wird. In (a) wird eine Fit der Form $y = m\,x + c$ (rot) und der Form $y = m\,x$ (orange) über alle Amplituden angesetzt, wobei in (b) ein Fit der Form $y = m\,x + c$ (rot) in einem Intervall von $1\,\mathrm{mV}$-$2{,}5\,\mathrm{mV}$ durchgeführt wird. Diese Graphen entsprechen den Daten des BA304.

Dieses Verfahren kann aufgrund der numerisch justierbaren Schwellwerte beliebig genau berechnet werden können, wobei die Mindestamplitude durch den Pedestal und die Maximalamplitude über die gemessenen Ladungen beschränkt sind. Analog zu Abb. 4.2.4 entsteht bei dieser Kalibrierung ebenfalls eine sinusförmige Schwankung der Datenpunkte. Dies ist in diesem Versuchsaufbau ein Indiz für die unzureichende Schrittweite des Oszilloskops: Messgrößen wie die Amplitude lassen sich analog nur schrittweise justieren und sind ohne Verstärker nicht fein genug einstellbar, so dass geringe Abweichungen hervorgerufen werden. Um die erhaltenen Daten auszuwerten, wird eine homogene lineare Funktion ($y = mx$) und eine linear-inhomogene Funktion ($y = mx + c$) angesetzt. Abb. 4.6.3(a) ist zu entnehmen, dass um den Wert $\sim 0{,}9\,\mathrm{pe}$ ein Übergang zwischen den beiden Funktionen stattfindet. Dieses Phänomen wird derzeit erforscht, weshalb bis dato keine Erklärung für dieses Verhalten vorliegt. Annahmen zufolge ist die Abtastrate zu gering, um das Maximum einer Ladungsverteilung, resultierend aus einer geringen mittleren Photoelektron-Anzahl, zu bestimmen. Nach Abb. 3.2.2 nimmt die Breite der Ladungsverteilung zu, wodurch bei mehreren Photoelektronen das Maximum genauer abgetastet werden kann.
Um eine genauere Beziehung zwischen Photoelektronen und Amplitude für die nachfolgende Messung zu erhalten, wird im Bereich der Amplituden von $1{,}24\,\mathrm{mV}$ bis $2{,}79\,\mathrm{mV}$ erneut ein linearer Fit der Form $y = m\,x + c$ angesetzt (Abb. 4.6.3 b)). Eine empirische Bestimmung kann nicht erfolgen, da die Messung zum frühen Afterpulsing mit einem Lecroy-Oszilloskop durchgeführt wird - anstelle des, für diese Kalibrierung verwendeten, Picoscope-Oszilloskops. Aus diesem Fit dieser Kalibrierung - im Bereich das Schwellwertes - werden die folgenden Beziehungen zwischen Trigger-Schwelle und Photoelektronen gewonnen:

$$\begin{aligned}
\text{BA301: PE} &= (108 \pm 6)10^{-3} \left[\frac{\text{pe}}{\text{mV}}\right] \cdot \text{Trigger-Schwelle } + (14 \pm 13)10^{-3}[\text{pe}], \\
\text{BA304: PE} &= (200 \pm 2)10^{-3} \left[\frac{\text{pe}}{\text{mV}}\right] \cdot \text{Trigger-Schwelle } - (84 \pm 4)10^{-3}[\text{pe}]. \qquad (4.6.1)
\end{aligned}$$

Nach Justierung der geringen Lichtintensität und der Kalibrierung bezüglich der Trigger-Schwelle, wird die Messung bezüglich frühem Afterpulsing durchgeführt.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von frühen Afterpulsen kann über die vorhergehende TTS-Messung (Kapitel 4.5) bestimmt werden, wobei ein größeres Zeitspektrum aufgenommen wird, so dass der Beginn der frühen Pulse und das Ende des frühen Afterpulsings gemessen werden. Frühe Pulse treten nach Kapitel 3.7 bis zu 30 ns vor dem Hauptpuls auf, während frühes Afterpulsing bis zu 100 ns darauf folgt. Um die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, wird in Abb. 4.6.4 die Anzahl der Ereignisse, entsprechend der eingeschlossene Fläche unter den Messpunkten, errechnet, wobei der zu betrachtende Bereich des frühen Afterpulsing (braun) gesondert errechnet wird und mit der Gesamtanzahl ins Verhältnis gesetzt wird[42]. Frühe - und verzögerte Pulse werden in dieser Berechnung ebenfalls berücksichtigt, da nach Kapitel 3.7 Afterpulsing auch aus diesen entstehen kann.

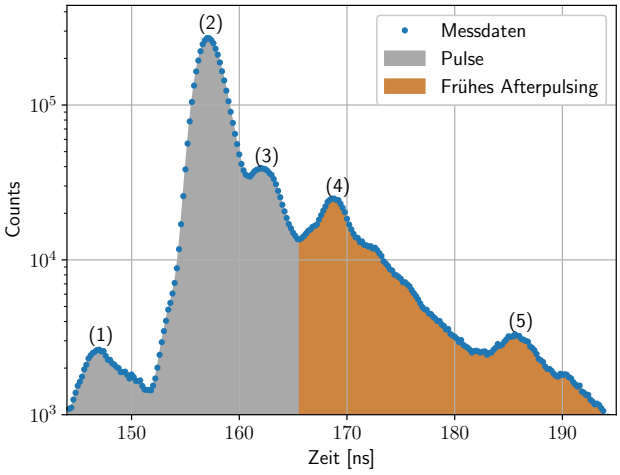


ABBILDUNG 4.6.4: Logarithmische Auftragung der Messpunkte im Zeitintervall von frühen Pulsen bis frühen Afterpulsings. Die Flächen zur Ermittlung der Wahrscheinlichkeit sowie einzelne Strukturen sind hervorgehoben. Der Grenzbereich, demnach der zeitliche Beginn der frühen Afterpulse, entspricht einem Zeitversatz 8,6 ns relativ zur mittleren Signallaufzeit. Die Strukturen (1)-(5) werden im Fließtext diskutiert.

Neben dem Hauptpuls (2), mit einer zeitlichen Verzögerung zum Triggersignal von 157 ns, können vier weitere Strukturen identifiziert werden: Frühe Pulse (1) mit einem relativen Zeitversatz zu diesem von -10 ns, verzögerte Pulse 5 ns nach dem Hauptpuls (3), und frühes Afterpulsing ab 8,6 ns nach der mittleren Signallaufzeit. Den Strukturen (4), 11,6 ns nach dem Hauptpuls, und (5), 28,6 ns nach dem Hauptpuls, kann jedoch nicht mit Gewissheit ein physikalischer Effekt zugeordnet werden. Tatsache ist, dass zwei Peaks im Zeitintervall des frühen Afterpulsing vorzufinden sind, die der Form des Hauptsignals ähneln. Eine Vermutung hierfür ist, dass sich die lumineszierenden Reaktionen, resultierend aus der Geometrie des PMTs, an zwei Dynoden häufen. Aus den frühen Pulsen ist bekannt, dass Elektronen im Mittel $t_{D1} \sim 10$ ns benötigen, um von der Photokathode zur ersten Dynode zu gelangen. Da der Peak (4) eine ähnlich lange Verzögerung aufweist, lässt darauf schließen, dass Photonen, herausgelöst von Primärelektronen des Hauptsignals, aus der ersten Dynode emittiert werden[43]. Der Peak, um (5) kann keinem speziellen Bauteil im PMT zugeordnet werden, da die TT nicht vermessen wurde und lässt lediglich vermuten, dass eine der letzten Dynoden oder ein anderes Bauteil mit direktem Weg zur Photokathode als Photonenquelle fungiert. Weiterhin tritt nach beiden Peaks eine zusätzliche Struktur mit einem Zeitversatz ~ 5 ns auf, lässt auf weitere Elektronen-Rückstreuungen an der ersten Dynode (analog zu

[42] Die Flächen werden in Python mittels des Paketes scipy.integrate.simps errechnet, welches auf der Simpsonregel basiert.

[43] Die Zeit, die Photonen von den Dynoden zur Photokathode benötigen, ist durch die Lichtgeschwindigkeit vernachlässigbar gering ($< 0{,}3$ ns).

den verzögerten Pulsen) deuten und bestätigt die Annahme, dass es sich um Elektronen-Prozesse handelt. Elektronen-Rückstreuungen verfügen aufgrund von unterschiedlichen Geschwindigkeiten in Richtung Photokathode über verschiedenen Zeitlängen. Die Mindestzeit von Rückstreuungen ist auf $0\,\mathrm{ns}$ begrenzt und nimmt maximal Zeiten von $2 \cdot t_{D1} = 20\,\mathrm{ns}$ ein. Die Wahrscheinlichkeits-Verteilung unterschiedlicher Emissionsgeschwindigkeiten wird gaußförmig angenommen und weist ein Maximum um $5\,\mathrm{ns}$ auf; dies erklärt die exponentielle Abnahme nach den Strukturen (4) und (5).
Die Struktur (3) wird den verzögerten Pulsen zugeordnet, da diese zeitlich vor frühem Afterpulsing auftreten und in Messungen mit geringerer Statistik bzw. geringerer Bin-Anzahl im Hauptsignal nicht aufgelöst werden können [3].
Die Abbildung ist lediglich auf den Bereich, in dem Strukturen in Form von Peaks erkennbar sind, beschränkt, da die tatsächlichen Grenzen, resultierend aus der Messung, ein größeres Zeitintervall betrachten. Zeitlich vor den frühen Pulsen fällt die Anzahl von Ereignissen auf ein 15-fach geringeres, konstantes Niveau ab und hat somit auf die Berechnung der Wahrscheinlichkeit keinen Einfluss. Die Verteilung der Pulse mit einem absoluten zeitlichen Versatz $> 190\,\mathrm{ns}$ nimmt weiterhin exponentiell ab, bis ab $210\,\mathrm{ns}$ das gleiche konstante Niveau, wie im Bereich vor den frühen Pulsen, angenommen wird.
Zur Ermittlung der Wahrscheinlichkeit wird die Anzahl der Ereignisse im braun hinterlegtem Bereich mit der Gesamtanzahl ins Verhältnis gesetzt und ergibt Wahrscheinlichkeiten von $(16{,}83 \pm 0{,}71)\,\%$ (BA301) bzw. $(17{,}27 \pm 0{,}75)\,\%$ (BA304) für das Auftreten von frühem Afterpulsing. Die Messunsicherheit beinhaltet zum einen den Fehler der numerischen Berechnung der Flächen und zum anderen eine Variation der Grenzfläche, da der Übergang zwischen verzögerten Pulsen und frühem Afterpulsing nicht exakt definierbar ist. In einer Kontrollmessung wurde überprüft, ob diese Messmethodik korrekt ist, da die Funktion "time@level" sämtliche Haupt- und Afterpulse vermerkt. Afterpulsing entsteht jedoch aus vorhergehenden echten Pulsen, die zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit von Afterpulsing nicht vermessen werden sollten. In einer unabhängigen Messung, die Hauptpulse aus denen Afterpulsing entsteht unterdrückt, wird die Wahrscheinlichkeit erneut aus der Anzahl der jeweiligen Ereignisse ermittelt. Es stellt sich heraus, dass hieraus eine vernachlässigbare Abweichung von $< 0{,}21\,\%$ resultiert und im Rahmen der Fehler ohnehin enthalten ist.
Über Gleichung (4.6.1) ergibt sich, dass die angesetzten Amplitudenschwellen von jeweils $1\,\mathrm{mV}$, welche das Rauschen herausfiltern, umgerechnet $(0{,}122 \pm 0{,}006)\,\mathrm{pe}$ (BA301) bzw. $(0{,}116 \pm 0{,}002)\,\mathrm{pe}$ (BA304) ergeben.
Weiterhin ist über die Poisson-Verteilung (Gleichung (3.1.1)) und einer Lichtintensität von $\mu = (0{,}05 \pm 0{,}01)\,\mathrm{pe}$ bekannt, mit welcher Wahrscheinlichkeit pe-Pulse > 1 auftreten, wodurch die Wahrscheinlichkeit von frühem Afterpulsing für konstante 1 pe-Pulse korrigiert werden kann. Die Gesamtwahrscheinlichkeit P_{Ges} setzt sich wie folgt aus den verschiedenzahligen pe-Pulsen zusammen:

$$P_{Ges} = \frac{P_{\mathrm{Q1}}}{N} \sum_{i=1}^{\infty} i \cdot P_i \qquad \text{mit} \qquad N = 1 - P_0 \tag{4.6.2}$$

P_i entspricht der Poisson-Wahrscheinlichkeit der Emission von i Photoelektronen bei der bestimmten mittleren Photoelektron-Anzahl und P_{Q1} bezeichnet die Wahrscheinlichkeit von frühem Afterpulsing resultierend aus einem Photoelektron. Der Faktor i wird in der Summe aufgeführt, da Pulse aus mehreren Photoelektronen entsprechend häufiger Afterpulsing auslösen können. N definiert hierbei eine Normierung, da die 0 pe-Pulse in der Messung über den Schwellwert herausgefiltert werden und die Poisson-Wahrscheinlichkeit aller pe-Pulse größer eins, der Normierung zufolge, 100% entsprechen. Der Term aus Gleichung (4.6.2)

wird nach P_{Q1} umgestellt, bis zur vierten Ordnung berücksichtigt[44] und ergibt $(16{,}42 \pm 1{,}02)\,\%$ (BA301) bzw. $(16{,}85 \pm 1{,}07)\,\%$ (BA304). Allerdings sind die Messunsicherheiten[45] nach dieser Überlegung größer als zuvor, da die mittlere Photoelektronen-Anzahl nicht exakt bestimmt werden kann und sich die Ungenauigkeit, über den Term P_i, somit vergrößert.

4.6.2 Spätes Afterpulsing

Zur Ermittlung der Wahrscheinlichkeit für auftretendes spätes Afterpulsing wird derselbe Aufbau wie in Kapitel 4.6.1 verwendet, jedoch mit unterschiedlichen Einstellungen: Die Frequenz der Diode wird auf $5\,\mathrm{kHz}$ justiert und es wird ein bedingter Trigger eingestellt, der dem Trigger auf dem Frequenzgeber einen Weiteren auf der Amplitude über dem Rauschen des PMT-Signals hinzufügt (vgl. Kapitel 4.2). Der Grund ist Folgender: Die Lichtintensität wird auf $\sim 0{,}1\,\mathrm{pe}$ justiert, was zur Folge hat, dass oftmals keine Signalpulse der PMTs vermessen werden.[46] Der bedingte Trigger sorgt dafür, dass Datenpunkte nur dann aufgezeichnet werden, wenn der PMT ein Hauptsignal gibt. Das gemessene Zeitintervall befindet sich aufgrund des zeitlichen Versatzes der betrachteten Pulse im μs-Bereich. Weiterhin werden in separaten Messungen zwei Wellenformen aufgenommen, um die Gesamtzahl der *echten* Pulse und das Spektrum des späten Afterpulsings (Abb. 4.6.5) zu erhalten.

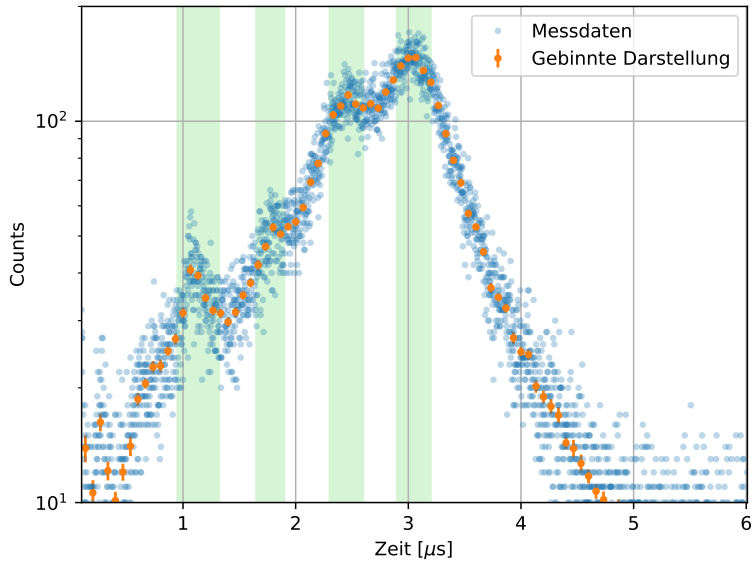


ABBILDUNG 4.6.5: Spektrum des späten Afterpulsings des BA304 von $200\,\mathrm{ns}$ bis $10\,\mu\mathrm{s}$ nach Hauptpuls. Identifizierbare Peaks sind in grün hinterlegt, wobei in den Zeiten $> 5\,\mu\mathrm{s}$ keine weiteren Strukturen vernehmbar sind.

Aus dem Verhältnis der Gesamteinträge von echten Pulsen und der Summe der gemessenen Counts aus Abb. 4.6.5 kann die Wahrscheinlichkeit für spätes Afterpulsing zu $(4{,}167 \pm 0{,}011)\,\%$ (BA304) und $(5{,}550 \pm 0{,}007)\,\%$ (BA301) bestimmt werden.[47]
Nach Kapitel 3.7 entsteht spätes Afterpulsing durch Anregung restlicher Gase, wobei in PMTs typischerweise H^+, $H_2{}^+$, He^+, N^+, $CH_4{}^+$, O^+, Ar^+, $CO_2{}^+$, und Cs^+ Ionen auftreten

[44] höhere Ordnungen verändern das Ergebnis lediglich ab der sechsten Nachkommastelle.
[45] Die Unsicherheiten werden ebenfalls über das Paket uncertainties in Python bestimmt.
[46] Vgl Kapitel 4.6.1: Die Wahrscheinlichkeit einen Puls zu erhalten ist $\sim 10\,\%$.
[47] Hierbei wird der statistische Fehler beider Teilmessungen zur Bestimmung der Unsicherheit verwendet.

[12, 16]. Aus Abb. 4.6.5 kann somit aus den farblich hinterlegten Bereichen auf potentielle Gase innerhalb des PMT-Glases geschlossen werden.
Die Ankunftszeit eines, im PMT produzierten, Ions ist abhängig von der Verteilung des elektrischen Potentials. Die Ankunftszeit t ist als

$$t = \int_{s_0}^{L} \frac{1}{v} ds = \sqrt{\frac{m}{2q}} \int_{s_0}^{L} [V(s_0) - V(s)]^{-1/2} ds \tag{4.6.3}$$

definiert. Hierbei bezeichnet m die Masse und q die Ladung des jeweiligen Ions, s_0 die Position der Ionisation, L die Position der Photokathode, und V(s) das elektrische Potential in Abhängigkeit der Position.
Da die Photokathode halbkugelförmig ist, kann die Stärke des elektrischen Potentials als quadratisch, demnach $V(s) = V_0(1 - \frac{s}{L})$ angenommen werden. Daraus entsteht der Term

$$t = \sqrt{\frac{m}{2qV_0}} L \int_{s_0}^{L} \frac{1}{(L - s_0)^2 - (L - s)^2} ds = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{2m}{qV_0}} L \tag{4.6.4}$$

für die Ankunftszeit, welcher unabhängig von der Position der Ionisation ist. [16, 17, 18]
Bei einer Betriebsspannung von $1000\,\mathrm{V}$ ergibt sich nach der Verteilung von $\frac{3}{13}$ der Gesamtspannung zwischen Kathode und erster Dynode ein elektrisches Potential von $V_0 = 230{,}77\,\mathrm{V}$ an der ersten Dynode. Die Distanz von Photokathode zur ersten Dynode beträgt etwa $L = (4{,}0 \pm 0{,}5)\,\mathrm{cm}$,[48] wobei der Hersteller keine exakten Maße veröffentlicht. Die vermessenen Ankunftszeiten werden zu AP1 $= (1{,}08 \pm 0{,}14)\,\mu\mathrm{s}$, AP2 $= (1{,}81 \pm 0{,}10)\,\mu\mathrm{s}$, AP3 $= (2{,}45 \pm 0{,}11)\,\mu\mathrm{s}$, und AP4 $= (3{,}07 \pm 0{,}06)\,\mu\mathrm{s}$ bestimmt[49]. Anhand dieser Überlegungen kann demnach nur über dem Term $\sqrt{\frac{m}{q}}$ auf ein Ion bzw. Gas geschlossen werden, wobei lediglich die zuvor erwähnten Kandidaten in Betracht gezogen werden. Für die Ladungen der Ionen gilt jeweils $q = e$, auf Grund der Tatsache, dass diese nur einfach ionisiert sind, da die Elektronen die auf das Atom eintreffen, niedrige Energien vorweisen. Die Massen m errechnen sich aus der chemischen Zusammensetzung, wobei die Masse eines fehlenden Elektrons vernachlässigbar gering ist[50]. Aus Tabelle 4.6.1 können die Ergebnisse dieser Rechnungen entnommen werden:

TABELLE 4.6.1: Ergebnisse der Gas-Charakterisierung aus den Ankunftszeiten der Ionen aus später Afterpulsing Messung für $-1000\,\mathrm{V}$. Die zugeordneten Ionen für die jeweiligen Peaks in Abb. 4.6.5 werden über Gleichung (4.6.4) in μs angegeben.

Betrachtetes Ion	Bestimmte Ankunftszeit (in μs)	möglicher Peak
H^+	$0,48 \pm 0,06$	
$H_2{}^+$	$0,69 \pm 0,09$	
He^+	$0,97 \pm 0,12$	AP1
N^+	$1,81 \pm 0,23$	AP2
$CH_4{}^+$ und O^+	$1,93 \pm 0,24$	AP2
Ar^+	$3,05 \pm 0,37$	AP4
$CO_2{}^+$	$3,20 \pm 0,41$	
Cs^+	$5,56 \pm 0,72$	

Mit Ausnahme des Peaks mit einem zeitlichen Versatz von $(2{,}45 \pm 0{,}11)\,\mu\mathrm{s}$ können alle weiteren ermittelten Peaks einem potentiellen Ion bzw. Gas zugeordnet werden.
Die Betriebsspannung wird erneut angegeben, da diese das Potential V_0 an der ersten Dynode

[48] Die Größe beruht auf einer Abschätzung von Dr. Classen und wurde mit einem Lineal überprüft.
[49] Die Zeiten werden im Programm "Fityk" über Gauß-Fits von beiden PMT-Spektren ermittelt und gemittelt.
[50] Die Masse eines Protons ist um Faktor 1836,15 größer als die eines Elektrons.

bestimmt. Anschaulich bedeutet dies, dass die Ionen durch eine höhere Spannung schneller zur Kathode beschleunigt werden und so eine kürzere Ankunftszeit entsteht. Die Differenz der Zeiten für unterschiedliche Spannungen ist weiterhin abhängig von der Masse des Ions und kann daher nicht aus einer einzelnen Teilmessung bestimmt werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Abschließend gilt es die aus den Teilkapiteln erhobenen Parameter der Charakterisierung geordnet gegen die Herstellerangaben aufzutragen, was in Tabelle 5.0.1 aufgelistet wird:

TABELLE 5.0.1: Ergebnisse der Charakterisierung im Vergleich mit der Herstellerangabe: Für manche Eigenschaften sind lediglich Bereiche angegeben, in welchen jegliche PMTs des Typs liegen sollen und teilweise wurden Charakteristika vom Hersteller vermessen.

Charakteristik	**Herstellerangabe**					**Messergebnis**	
	Allgemein			Speziell			
	min	typ	max	BA301	BA304	BA301	BA304
QE bei $390\,\mathrm{nm}$ [%]	32	35	-	41,51	41,01	39,15 ± 1,43	38,58 ± 1,45
max. QE [%]	-	-	-	41,81	41,18	40,06 ± 1,93	39,03 ± 1,95
Dunkelrate [s^{-1}]	-	2000	4000	1140	1057	-	-
nominale Spannung [V][51]	-	1000	-	990	1020	937 ± 9	973 ± 11
TTS [ns]	-	3,4	-	3,4	3,6	$2,84 \pm 0,03$	$3,00 \pm 0,04$
Afterpulsing [%]	-	10	16	-	-	$5,550 \pm 0.007$	4.167 ± 0.011

Gründe für Abweichungen zwischen den Herstellerangaben und den Messergebnissen sind in den jeweiligen Unterkapiteln bereits erörtert worden und werden zur Übersicht lediglich verkürzt erneut aufgegriffen:
Eine Tatsache ist, dass die Quanteneffizienz verschiedene Resultate ergibt, weil der Hersteller eine größere Ausleuchtungsfläche der Photokathode verwendet. Weitere Vermutungen sind, dass Reflexionen korrigiert werden oder dass ggf. positive Hochspannung verwendet wird. Weiteres kann auf mögliche Ungenauigkeiten im Versuchsaufbau zurückzuführen sein, wie bspw. ein gemeinsames Maximum bei $364\,\mathrm{nm}$ für jegliche vermessene PMTs.
Die Angabe einer Dunkelrate bei Raumtemperatur ($25\,^{\circ}\mathrm{C}$) ist in Betracht des IceCube-Forschungsprojekts nicht von Relevanz, weshalb diese temperaturabhängig untersucht wurde. Abb. 4.3.2 kann dennoch eine Tendenz entnommen werden, dass die Dunkelrate bei $25\,^{\circ}\mathrm{C}$ eine Größenordnung $\sim 1000\,\mathrm{s}^{-1}$ anstrebt. Weiterhin gibt der Hersteller weder eine Trigger-Schwelle (in pe), noch eine Totzeit an, so dass die Einordnung der Ergebnisse erschwert wird.
Abweichungen bzgl. einer Betriebsspannung, zum Erreichen eines Gains von $3 \cdot 10^6$, sind darauf zurückzuführen, dass der Hersteller die Messung im Strom-Modus im Gegensatz zum Puls-Modus durchführt; hierbei wird die Sammeleffizienz mit vermessen.
Bezüglich Afterpulsing liegen vom Hersteller lediglich allgemeingültige Bereiche, anstelle einer Vermessung des exakten PMTs, über spätes Afterpulsing vor. In der Betrachtung des späten Afterpulsings werden zusätzlich, aus den aufgenommenen Peaks, Rechnungen über mögliche Restgase im Inneren des PMTs angestellt. Als weiteren Zusatz werden Hintergrundpulse anderer Art im zeitlichen Bereich um das Hauptsignal betrachtet. Hierzu wird die Wahrscheinlichkeit für frühes Afterpulsing aus frühen Pulsen, dem Hauptpuls und späten Pulses ermittelt. Außerdem wird in dieser Messung eine Kalibrierung getätigt, um die angesetzte Trigger-Schwelle in pe anzugeben.

[51] Der Hersteller gibt die Betriebsspannung an, bei der ein Gain von $3 \cdot 10^6$ erreicht wird.

Diese Arbeit wurde dadurch erschwert, dass der für die Dunkelraten verwendete Verstärker kurze Zeit nach der Kalibrierung mit einem irreparablen Schaden ausfiel. Da die Kalibrierung in Kapitel 4.2 fehlerbehaftet war, entstand hieraus eine tendenziell zu hoch ermittelte pe-Schwelle; diese konnte nicht erneut durchgeführt werden. Weiterhin ist das Bauteil mit einer Verstärkung von 10 angegeben, wobei die Messungen einen Faktor ~ 15 ergeben.[52] In Anbetracht dessen, hätte der Verstärker weitergehend auf diese Abweichung und mögliche spannungsabhängigen Schwankungen untersucht werden können, was durch den verursachten Schaden nicht weiter möglich war.

Insgesamt konnte im Rahmen der Arbeit festgestellt werden, dass sich die PMT-Eigenschaften im Rahmen der diskutierten Abweichungen mit den Herstellerangaben decken. Darüber hinaus, weisen die Resultate der Messungen der Signallaufzeit-Streuung und der Wahrscheinlichkeit für spätes Afterpulsing bessere Werte auf, als angegeben.

Die nachgewiesen hohe Quanteneffizienz und bspw. eine geringer Dunkelrate bei Tieftemperaturen, stellen diesen PMT-Typ als einen soliden Kandidaten für den *mDOM*-Prototypen dar. Jedoch muss bei den angestrebten ~ 240000 PMTs, im Rahmen des *IceCube-Gen2*-Projekts, der Kostenfaktor miteinbezogen werden, da der R12199-HQE-PMT bedeutend kostspieliger als bspw. der R12199-02 ist. Weitergehend ist es von Relevanz, Temperaturabhängigkeiten von weiteren Charakteristika wie dem Gain zu untersuchen, wie es in Kapitel 4.3 angedeutet ist. In Anblick auf die Verwendung im Prototyp des mDOMs sollte zudem das Verhalten von mehreren, nah anliegenden PMTs dieses Typs erforscht werden, da Photon-Prozesse (vgl. Kapitel 4.6.1) das Messsignal von Nachbar-PMTs durchaus beeinflussen können.

[52] Hierzu wird der Gain aus der Kalibrierung (Kapitel 4.2) mit jenem aus der Gain-Charakterisierung (Kapitel 4.4) bei $-1000\,\mathrm{V}$ ins Verhältnis gesetzt. Beim BA301 entsteht ein Faktor von 14,96 und beim BA304 etwa 15,21, wobei der Gain bei $-1000\,\mathrm{V}$ dort über den Fit aus (Abb. 4.3(b)) bestimmt wird.

6 Anhang

Zusätzliche Abbildungen

Abb. 6.0.1 zeigt die Quanteneffizienz der Diode für das in Kapitel 4.1 vermessene Spektrum. Aus der Quanteneffizienz und der Messung der Diode wird die Intensität der Xenon-Lichtquelle errechnet.

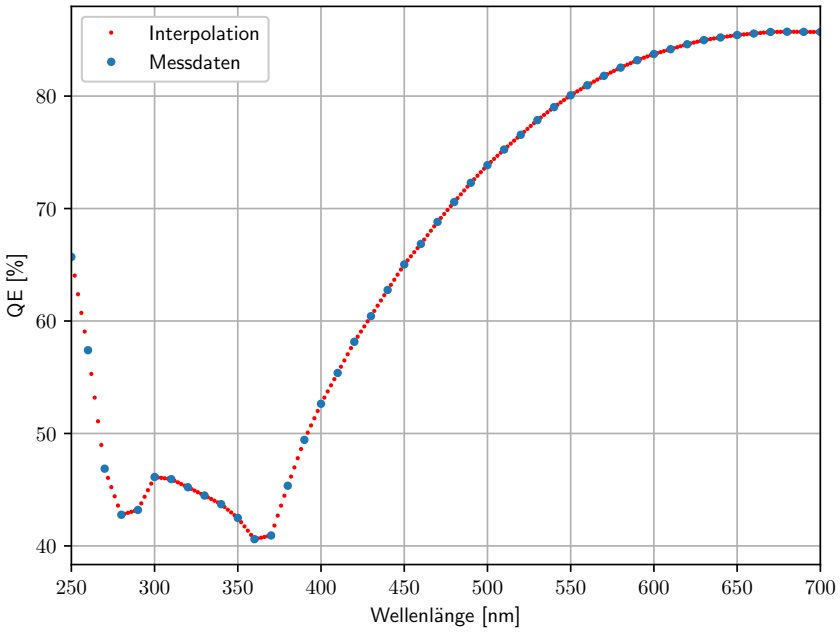


ABBILDUNG 6.0.1: Quanteneffizienz der Diode: Kalibrierungsdaten des Herstellers sind in $10\,\mathrm{nm}$ Wellenlängenschritten angegeben (blau) und mittels linearer Interpolarisation[53]auf $2\,\mathrm{nm}$-Schritte für die Messung angepasst (rot).

[53]Interpolarisation erfolgt mittels des Pakets scipy.interpolate.interp1d in Python.

Abb. 6.0.2 zeigt das Spektrum einer Quanteneffizienz-Messung ab einer Wellenlänge von $\lambda = 250\,\mathrm{nm}$, anstelle des in Kapitel 4.1 gezeigten Intervalls ab $300\,\mathrm{nm}$. Hierdurch soll die fehlerbehaftete Bestimmung der Quanteneffizienz für $\lambda < 300\,\mathrm{nm}$ verdeutlicht werden.

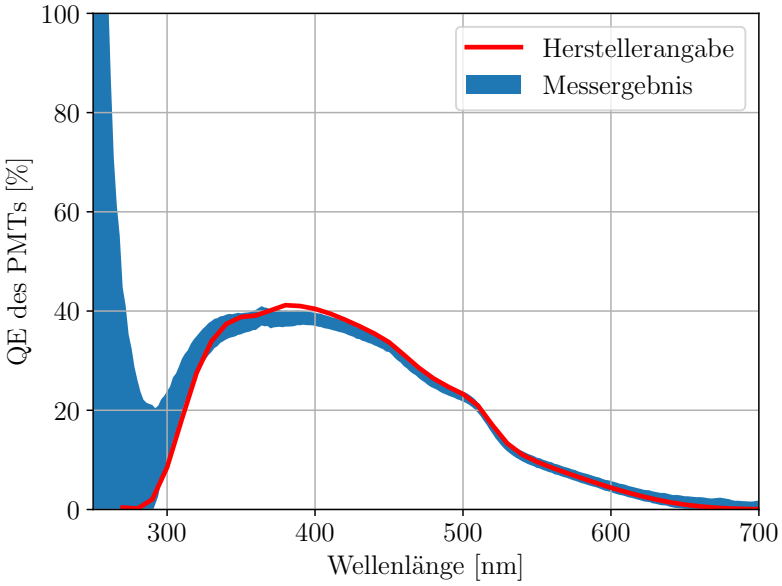


ABBILDUNG 6.0.2: Gesamtes Spektrum nach Auswertung der Quanteneffizienz des PMTs HQE BA304.

In Abb. 6.0.3 sind die Resultate der Quanteneffizienz-Messung des HQE-PMTs der Seriennummer BA301 aufgeführt, da in Kapitel 4.1 lediglich jene für den BA304 gezeigt wird. Hierbei fällt im Bereich $\lambda < 330\,\mathrm{nm}$ auf, dass die Messdaten stärker von der Herstellerangabe als beim BA304 abweichen.

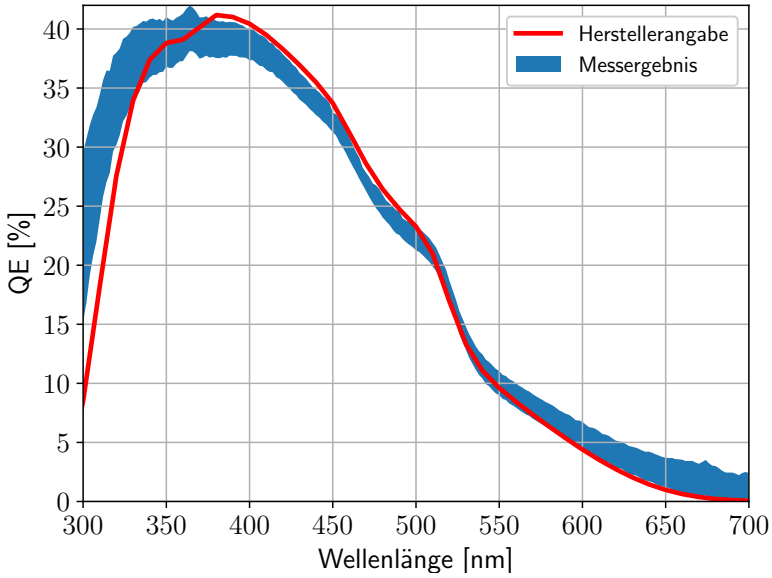


ABBILDUNG 6.0.3: Messergebnis der Quanteneffizienz des PMTs HQE BA301 im Vergleich mit der Herstellerangabe.

Eine Quanteneffizienz-Messung eines PMTs mit gleicher Photokathode wie der PMT des Typs 01-HA-MOD ist bereits in Raffaela Busses Masterarbeit durchgeführt worden. Ein Vergleich ihrer Messdaten mit jenen aus dieser Arbeit ist in Abb. 6.0.4 dargestellt.

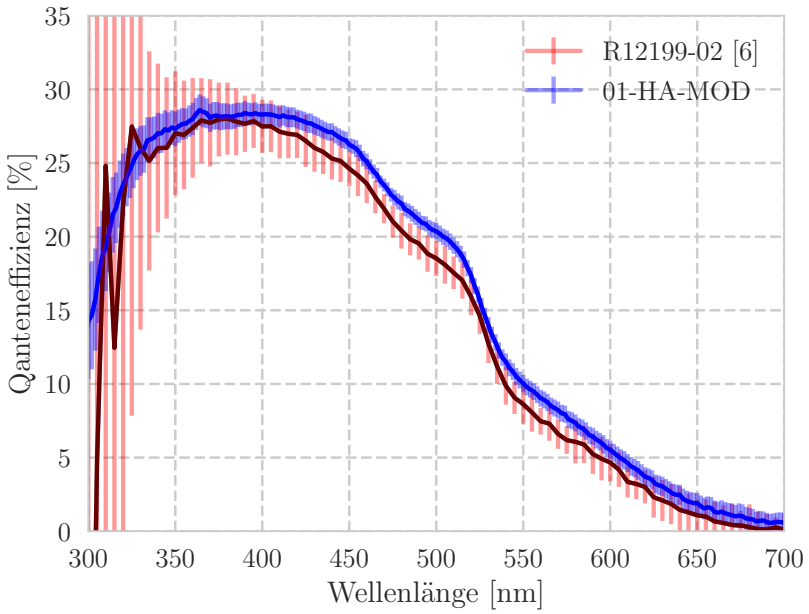


ABBILDUNG 6.0.4: Gegenüberstellung der Messdaten der Quanteneffizienz von einem PMT des Typs 01HA-MOD aus dieser Arbeit und eines PMT Typs R12199-02 aus Raffaela Busses Arbeit [6].

Tabellen

In Kapitel 4.4 werden die Ergebnisse der Gain-Messungen lediglich grafisch präsentiert, wobei Tabelle 6.0.1 die ermittelten Werte der Verstärkungsfaktoren auflistet:

TABELLE 6.0.1: Ergebnisse der Gain-Charakterisierung beider HQE-PMTs. Für Betriebsspannungen in denen beide PMTs (über den Fit bestimmbare) Werte liefern, sind ebenfalls Abweichungen angegeben.

Betriebsspannung	BA301	BA304	Abweichung
$-900\,\mathrm{V}$	$(2,303 \pm 0,012) \cdot 10^6$	-	-
$-1000\,\mathrm{V}$	$(4,749 \pm 0,009) \cdot 10^6$	-	-
$-1100\,\mathrm{V}$	$(9,683 \pm 0,021) \cdot 10^6$	$(7,439 \pm 0,026) \cdot 10^6$	23,17 %
$-1200\,\mathrm{V}$	$(18,105 \pm 0,038) \cdot 10^6$	$(14,079 \pm 0,025) \cdot 10^6$	22,24 %
$-1300\,\mathrm{V}$	$(32,176 \pm 0,065) \cdot 10^6$	$(25,099 \pm 0,080) \cdot 10^6$	22,00 %
$-1400\,\mathrm{V}$	$(55,384 \pm 0,049) \cdot 10^6$	$(42,124 \pm 0,101) \cdot 10^6$	23,94 %

Datenblätter

Sowohl die Ergebnisse einzelner Charakteristika die vom Hersteller bestimmt wurden, als auch Spezifikationen über, die zwischen zwei Elektroden auftretenden, Potentiale der Hamamatsu R12199 HQE HA PMTs sind den folgenden Datenblättern (Abb. 6.0.5 bis 6.0.7) entnommen worden.

R12199 HQE HA(φ 80 mm Hemispherical PMT)

80 mm Diameter, Super Bialkali Photocathode, 10-stage, Head-On Type

GENERAL

Parameters		Description/Value	Units
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Window Material		Borosilicate glass	-
Photocathode	Material	Super Bialkali	-
	Minimum Effective Area	φ 72	mm
Dynode	Structure	Circular and linear-focused	-
	Number of Stages	10	-
Operating Ambient Temperature		-30 to +50	°C
Storage Temperature		-30 to +50	°C

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Units
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1500	V
	Between Anode and Last Dynode	300	V
Average Anode Current		0.1	mA

CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameters		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	90	110	-	μA/lm
	Blue Sensitivity Index (CS-5-58)	12.5	13.5	-	
	Quantum Efficiency at 390 nm	32	35	-	%
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	-	330	-	A/lm
Gain		-	3.0×10^5	-	-
Anode Dark Current (after 30 min. storage in darkness)		-	50	500	nA
Anode Dark Count (after 15 hrs. storage in darkness)		-	2000	4000	s^{-1}
Time Response	Anode Pulse Rise Time	-	3.6	-	ns
	Electron Transit Time	-	43	-	ns
	Transit Time Spread (FWHM)	-	3.4	-	ns
After Pulsing		-	10	16	%
Peak to Valley Ratio at single p.e.		2.0	2.5	-	

NOTE :Anode characteristics are measured with a voltage distribution ratio supply voltage shown below.

STANDARD VOLTAGE DIVIDER AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P
Ratio	3	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	

Supply Voltage: 1000 V, K:Cathode, Dy:Dynode, P:Anode

ABBILDUNG 6.0.5: Globale Parameter von PMT Eigenschaften und Verhältnis der Spannungsteiler zwischen den Elektroden.

Quantum Efficiency [%] **BA301**

Wavelength [nm]	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
200								0.06	0.34	2.88
300	10.30	20.27	29.32	35.10	38.31	39.52	39.76	40.81	41.81	41.51
400	40.92	39.90	38.56	37.05	35.44	33.75	31.42	28.67	26.33	24.51
500	23.11	21.52	18.42	14.40	11.59	9.98	8.82	7.80	6.83	5.89
600	4.98	4.12	3.33	2.60	1.96	1.42	0.98	0.64	0.39	0.23
700	0.13	0.07	0.03	0.02	0.01					

BA304

Wavelength [nm]	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
200								0.04	0.18	2.03
300	8.49	18.22	27.58	33.92	37.39	38.81	39.10	40.13	41.18	41.01
400	40.44	39.50	38.29	36.95	35.48	33.72	31.20	28.60	26.43	24.74
500	23.27	20.98	16.97	13.31	11.06	9.61	8.45	7.37	6.34	5.35
600	4.40	3.53	2.74	2.04	1.45	0.98	0.63	0.38	0.21	0.12
700	0.06									

ABBILDUNG 6.0.6: Vom Hersteller vermessene Quanteneffizienzen (vgl. Abb. 4.1.4 und Abb. 6.0.3).

Serial Number	(5) Supply Voltage V	(6) P/V	(7) T. T. S nsec	(8) Dark Counts s^{-1}			
BA0301	990	2. 90	3. 400	1140. 0			
BA0304	1020	3. 40	3. 600	1057. 0			

NOTES

(5) Voltage to give a gain of 3×10^6 .
(6) P/V: Peak to Valley Ratio
(7) T. T. S: Transit Time Spread
(7) (8) Threshold: 1/3 p. e.
(6) (7) (8) Supply voltage: Voltage in (5)

ABBILDUNG 6.0.7: Vom Hersteller vermessenen Charakteristika für die jeweilig untersuchten PMTs.

Literatur

[1] L. B. Mohrmann. „Characterizing cosmic neutrino sources – a measurement of the energy spectrum and flavor composition of the cosmic neutrino flux observed with the IceCube Neutrino Observatory“. Doktorarbeit. Humboldt Universität, Berlin, 2015-11-11. URL: http://edoc.hu-berlin.de/docviews/abstract.php?lang=ger&id=42212.

[2] University of Wisconsin-Madison. IceCube South Pole Neutrino Obseratory. *Research Highlights: Neutrino Astronomy and Multimessenger Astrophysics*. Stand 28.08.2017. URL: https://icecube.wisc.edu/science/highlights/neutrino_astronomy.

[3] L. Classen. „The mDOM - a multi-PMT digital optical module for the IceCube-Gen2 neutrino telescope“. Doktorarbeit. Feb. 2017. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/doktorarbeiten/1702-phd_lclassen.pdf.

[4] S. Paul und W. Weise. *Teilchen und Kerne*. Vorlesungsskript. URL: https://www.mpp.mpg.de/~rwagner/skript/Neutrino_Lepton_Streuung.html.

[5] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 2010. ISBN: 978-3-540-25312-9. URL: http://www2.fisica.unlp.edu.ar/blogs/tgc/Grupen%20C.%20Astroparticle%20Physics%20(Springer%202005)(448s)_PGrc_.pdf.

[6] R. Busse. „Setup and commissioning of a test stand for detailed investigations of quantum efficiency characteristics of photomultiplier tubes, and initial studies for IceCube-Gen2“. Masterarbeit. WWU, Münster, März 2017. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/masterarbeiten/1703-ma_rbusse.pdf.

[7] S. O. Flyckt und C. Marmonier. *Photomultiplier Tubes. principles & applications*. Brive, Sep. 2009. URL: http://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf.

[8] E.H. Bellamy u. a. „Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier“. Nuc./ Inst./ Meth./, Juni 1993, S. 469–475. URL: https://ac.els-cdn.com/016890029490183X/1-s2.0-016890029490183X-main.pdf?_tid=466fd7f0-a511-11e7-8f3e-00000aab0f02&acdnat=1506688108_51538991a7354b38b7cd6c2db7ba590f.

[9] D. Guderian. Private Kommunikation. 19. Sep. 2017.

[10] T. Hakamata u. a. „Photomultiplier Tubes. Basics and Applications“. 2007. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf.

[11] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach*. Second Revised Edition. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1994, S. 177–197. ISBN: 978-3-540-57280-0.

[12] PHOTONIS. *Photomultiplier tubes: Principle and Applications*. 2002, S. 11. URL: http://studylib.net/doc/18320688/photomultiplier-tubes-basics.

[13] H. O. Meyer. „Spontaneous electron emission from a cold surface“. Europhysics Letters Association, Feb. 2010. URL: http://stacks.iop.org/0295-5075/89/i=5/a=58001.

[14] K. Helbing u. a. „Light emission in Amanda pressure spherres“. AMANDA-IR/20030701. Juli 2003.

[15] A. Lyashenko u. a. „Measurement of the absolute Quantum Efficiency of Hamamatsu model R11410-10 photomultiplier tubes at low temperatures down to liquid xenon boiling point“. In: *Journal of Instrumentation* 9, P11021 (Nov. 2014), P11021. DOI: 10.1088/1748-0221/9/11/P11021. arXiv: 1410.3890 [astro-ph.IM].

[16] P. B. Coates. „The origins of afterpulses in photomultipliers“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 6.10 (Jan. 1973), S. 7–13. URL: http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/6/10/301/pdf.

[17] K. Singhrao. „Analysis of the Afterpulsing and the Dark Noise Spectrum - From the DEAP-3600 Detector“. Masterarbeit. 2015, S. 40. URL: https://era.library.ualberta.ca/files/p5547v04k/Singhrao_Kamal_201509_MSc.pdf.

[18] K. J. Ma u. a. „Time and amplitude of afterpulse measured with a large size photomultiplier tube“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 629 (Feb. 2011), S. 93–100. DOI: 10.1016/j.nima.2010.11.095. arXiv: 0911.5336 [physics.ins-det].

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die mich im Rahmen dieser wissenschaftlichen Arbeit unterstützt haben:
Ich danke

- Prof. Dr. Alexander Kappes für die Aufnahme in seine herzliche Arbeitsgruppe und die Gelegenheit einen detaillierten Einblick in das IceCube-Gen2 Forschungsprojekt zu erhalten.
- Herrn Dr. Volker Hannen für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.
- Dr. Lew Classen und Martin Unland für ihre tatkräftige Unterstützung im Labor, sowie die Bereitschaft meine zahlreichen Fragen zu beantworten.
- Der gesamten Arbeitsgruppe, die durch ihre lockere Umgangsweise und ein spaßiges Umfeld den Arbeitsalltag erleichtert haben.
- Allen Personen, die sich die Zeit genommen haben, um diese Arbeit Korrektur-zulesen.

Plagiatserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über „Charakterisierung von Photomultipliern mit hoher Quanteneffizienz vom Typ Hamamatsu R12199 HQE“ selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken - auch elektronischen Medien - dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

Unterschrift: _____

Datum: _____

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen, sowie mit einer, zu diesem Zweck vorzunehmenden, Speicherung der Arbeit in eine Datenbank einverstanden.

Unterschrift: _____

Datum: _____